Physical &
Applied Sci.
Serials

Digitized by the Internet Archive
in 2009 with funding from
University of Ottawa

http://www.archive.org/details/radiumlaradioact08pari

LE RADIUM

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

PUBLIÉ SOUS LA DIRECTION DE

Mme Curie. — d'Arsonval. — Blondlot.
Debierne. — Féry. — Ch. E. Guillaume. — Langevin.
J. Perrin. — Rubens. — Rutherford.
Sagnac. — Villard.

PAR

Jacques Danne

AVEC LA COLLABORATION DE

E. Bauer. — L. Bloch. — M. Boll. — L. Bruninghaus. — H. Copaux.
G. Danne. — J. Danysz. — W. Duane. — L. Dunoyer. — A. Foch. — Gaubert.
E. Henriot. — L. Kolowrat. — W. Makower.
H. Mouton. — E. Rutherford. — E. Salles. — J. Saphores. — L. Wertenstein
et de nombreux physiciens.

TOME HUITIÈME

1911

129976
22/11/13.

PARIS
MASSON ET CIE, ÉDITEURS
120, BOULEVARD SAINT-GERMAIN

HARVARD COLLEGE LIBRARY

Tome huitième. 8e Année. — Fascicule 1. Janvier 1911.

LE RADIUM

La Radioactivité, les Radiations, l'Ionisation

JOURNAL DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE

MÉMOIRES ORIGINAUX

Limite supérieure d'un effet tourbillonnaire optique dû à un entraînement de l'éther lumineux au voisinage de la Terre

Par G. SAGNAC,

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Physique.]

Les nombreuses recherches expérimentales entreprises pour démontrer la translation de la Terre dans un système optique purement terrestre, en étudiant les positions des images des franges d'interférence, n'ont donné que des résultats négatifs. On a été conduit à penser qu'il en sera toujours ainsi, et que seuls les mouvements relatifs de la matière sont appréciables, quelle que soit la méthode expérimentale utilisée (E. Mascart, H. Poincaré, Einstein). Mais un tel *principe de relativité* sera utilement soumis à de nouvelles épreuves ne rentrant dans aucun des types des diverses expériences jusqu'ici effectuées.

C'est ce que j'ai fait en recherchant si la durée de propagation des ondulations lumineuses le long du contour d'un circuit fermé de *grande surface* est influencée par la translation de la Terre, dans l'hypothèse d'un entraînement partiel de l'éther lumineux au voisinage de la Terre.

Théorie cinématique.

1. — Introduction. — Le résultat général que la translation qui emporte un système optique, y compris la source et le récepteur (rétine ou surface photosensible), ne modifie pas les positions des images, ni celles des franges d'interférence, est cinématiquement démontrable, en ce qui concerne les quantités du premier ordre, sous la réserve suivante : si le mouvement de l'éther du vide par rapport au système optique n'est pas un simple mouvement de *translation*, il faut du moins que ce mouvement soit *irrotationnel*.

Veltmann a démontré l'invariabilité des images et des franges dans le cas où le mouvement relatif de l'éther est une simple translation. Sa démonstration s'applique d'ailleurs à un système optique quelconque : dans les parties du système où la lumière se propage dans la matière, Veltmann suppose que les ondes lumineuses sont entraînées avec la matière; il admet à ce sujet la loi d'entraînement des ondes que Fresnel a établie à l'aide d'une analogie dynamique très simple et qui s'est trouvée en accord avec le résultat des expériences sur la propagation des ondes lumineuses dans l'eau en mouvement (Fizeau, Michelson et Morley). Mais l'analogie dynamique qui a conduit si heureusement Fresnel à découvrir la loi d'entraînement des ondes lumineuses par la matière a été jugée insuffisante. (Cf. H. Poincaré. Théorie de la lumière.)

J'ai donné une théorie cinématique indépendante de la théorie de Fresnel :

J'ai démontré le théorème de Veltmann en ramenant le cas de la propagation dans la matière au cas de la propagation dans le vide. J'ai considéré la matière comme formée d'une multitude de centres de réflexion-diffraction (atomes ou électrons baignant dans l'éther du vide (*C. R. de l'Acad. des Sciences*, **129** (1899) 756 et 818; *Journal de physique*, 1900; *Société de physique*, 1899). La transmission d'une radiation par un corps transparent se fait, dans ma manière de voir, au moyen d'une série

indéfinie de réflexions élémentaires en nombre pair; chacune des vibrations élémentaires dont la vibration transmise est la résultante, parcourt l'épaisseur du corps dans le vide interparticulaire en effectuant de plus des trajets repliés par allées et venues entre les particules réfléchissantes.

Lorsque le corps transparent, supposé d'abord immobile dans l'éther, est mis en mouvement uniforme dans le sens de propagation de la lumière, la durée de cette propagation sur une longueur fixe l du corps est augmentée d'une certaine durée (*effet de mouvement*). J'ai remarqué que, aux quantités du second ordre près, les durées de propagation des vibrations élémentaires ne sont pas altérées par la translation uniforme du corps sur les trajets doubles d'aller et retour interparticulaires, mais seulement sur le trajet total l parcouru sans réflexions dans l'éther du vide; si cet *éther est supposé non entraîné par la matière*, l'effet de mouvement a ainsi la même valeur que si la lumière parcourait la distance l le long d'une règle divisée placée dans l'éther du vide (*loc. cit.*, p. 818).

Cette valeur générale de l'*effet de mouvement* sur la longueur du parcours de la lumière est, aux quantités du second ordre près, le retard en temps :

$$\Delta l = \frac{u\,l}{V_0^2}$$

dont la valeur s'établit immédiatement dans le cas du vide. V_0 désigne la vitesse de la lumière *dans le vide*, même si la lumière se propage dans un milieu différent; u est la composante de la vitesse v du corps transparent dans la direction de la longueur l du trajet de la lumière; la vitesse v du corps est définie par rapport à l'éther du vide qui est supposé non entraîné avec la matière.

De ce principe de l'effet de mouvement, j'ai déduit très simplement l'explication cinématique de l'*entraînement des ondes lumineuses* par l'eau en mouvement dans le tube fixe de Fizeau (*loc. cit.*); le théorème de Veltmann établi sans aucune hypothèse nouvelle; la rotation des ondes dans un système optique en translation générale, la loi de l'*aberration astronomique des étoiles* étudiée au moyen d'un système quelconque [*C. R.*, **141** (1905) 1220].

2. — Système optique dans un éther rotationnel. — Je vais reprendre cette théorie dans l'hypothèse plus générale où l'éther lumineux, au lieu d'être animé par rapport au système optique d'un simple mouvement de translation, est animé d'un mouvement complexe qui pourra être rotationnel (tourbillonnaire); c'est ce qui peut arriver près de la surface du sol si l'on admet que la Terre est capable, dans sa translation, d'entraîner plus ou moins l'éther lumineux jusqu'à une certaine distance de sa surface.

Considérons, à l'exemple de Veltmann, deux chemins différents quelconques suivis dans le système optique entre un point S (fig. 1) de la source lumineuse qui en fait partie, et un point O du récepteur (rétine, surface photosensible). Si les durées T_1 et T_2 de propagation des ondulations lumineuses le long de deux chemins quelconques, SM_1O, SM_2O, étaient altérées de durées ΔT_1 et ΔT_2 égales, par le mouvement du système, on pourrait dire, avec Veltmann, que les vibrations élémentaires issues du point lumineux S et propagées suivant ces deux chemins quelconques se croiseraient en O avec une différence de phase que le mouvement du système ne modifierait pas. Les franges d'interférence ou de diffraction et les images focales données par les lentilles, les miroirs, les réseaux, demeureraient dans la même position que si le système était au repos. Cela revient à dire : le théorème de Veltmann est applicable si la durée T de la propagation tout le long du contour *fermé* $SM_1\ldots OM_2S$, dans le système optique en repos, se retrouve la même quand le même contour fermé fait partie d'un système en mouvement. En effet, les variations ΔT_1 et ΔT_2 des durées de propagation changent de sens avec le sens de la propagation, ces variations étant du premier ordre de grandeur, et l'on en déduit :

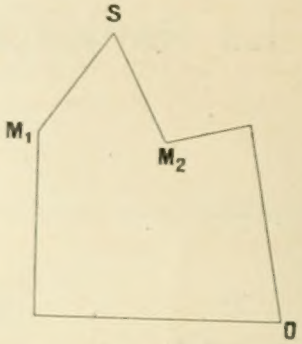


Fig. 1.

$$\Delta T = \Delta T_1 - \Delta T_2.$$

Nous allons voir que, en général, la variation ΔT, que la durée T éprouve sous l'influence du mouvement du système, n'est pas nulle, et qu'ainsi le théorème de Veltmann n'est pas nécessairement applicable.

L'*effet de mouvement* ΔT, le long du circuit fermé $SM_1\ldots OM_2S$, est la somme de tous les effets de mouvements élémentaires dt relatifs à tous les éléments de longueur dl du contour du circuit. On peut écrire :

$$dt = \frac{u\,dl}{V_0^2}.$$

Si v désigne la vitesse du point M du système optique où se trouve l'élément dl, vitesse comptée par rapport à l'éther du vide *au même point* M, u désigne la projection du vecteur v *suivant* la direction de l'élément dl; V_0 est toujours la vitesse de la lumière dans l'éther du vide. Cette formule s'applique même si la lumière se propage dans une matière quelconque. Seulement, si au lieu de supposer, comme dans ma

théorie antérieure, l'éther du vide non entraîné par la matière, on admet qu'il puisse y avoir un entraînement partiel de l'éther du vide, la formule en tient compte, moyennant cette réserve que la vitesse u du point matériel M, par rapport à l'éther, dans la direction de l'élément dl, est plus petite que si l'entraînement dans cette direction était nul.

Maintenant, nous pouvons écrire d'une manière générale :

$$\Delta T = \frac{C}{V_n^2}$$

formule dans laquelle C désigne l'intégrale

$$C = \int u\,dl$$

étendue au contour entier du circuit $SM_1..OM_2S$. L'intégrale C est, suivant la dénomination due à lord Kelvin, la *circulation* de l'éther par rapport au système optique, changée de signe.

Pour que le théorème de Veltmann soit applicable, c'est-à-dire pour que l'effet de mouvement ΔT soit nul, il n'est pas nécessaire que le mouvement relatif de l'éther et du système optique soit un mouvement de simple translation, mais il faut et il suffit que le vecteur v, vitesse relative de l'éther et du système, variable en général d'un point à l'autre du système, forme dans l'espace occupé par ce système *un champ de vecteur irrotationnel* (selon la dénomination due à Bjerknes) ou, comme on dit encore, *potentiel*, de façon qu'on puisse poser :

$$u = \frac{d\Psi}{dl}$$

Ψ étant une fonction univoque des coordonnées de l'élément dl; alors seulement on a :

$$C = \int d\Psi = o \text{ et } \Delta T = o.$$

Soit maintenant le cas où le mouvement relatif de l'éther dans le système optique est *rotationnel*. La valeur de la *circulation* C est, en général, différente de zéro et représente la mesure de ce que Bjerknes appelle le *tourbillon* :

$$C = \int\int b_n dS.$$

L'intégrale double est étendue à tous les éléments dS d'une surface simplement connexe, dont le contour du circuit optique est la limite; b_n désigne la projection, sur la normale à la surface S, d'un vecteur b que Bjerknes appelle la *densité du tourbillon*.

Pour appliquer ce résultat à l'hypothèse d'un éther entraîné partiellement dans la translation de la Terre jusqu'à une certaine distance du sol, transformons l'expression du tourbillon C. Soit un circuit plan; considérons la valeur moyenne de la densité du tourbillon. Cette densité b résulte de ce que la vitesse v par rapport à l'éther, d'un point lié à la Terre, doit aller en augmentant avec l'altitude au-dessus du sol, pour devenir égale à la vitesse de translation de la Terre à l'altitude où il n'y a plus aucun entraînement de l'éther par le globe.

Considérons le cas particulier d'un circuit rectangulaire ABCD, d'aire S, dont un côté AB a la direction du vecteur v, vitesse par rapport à l'éther du vide, à l'heure à laquelle ce vecteur est parallèle à l'horizon du lieu d'observation. Appelons z l'altitude au-dessus du sol. Cherchons la valeur de la circulation C de l'éther autour de ce circuit rectangulaire; si l'on admet que la courbure des lignes de flux du vecteur v est *négligeable*[1], on a :

$$C = \int u\,dl = \frac{dv}{dz}\,\overline{AB}.\,\overline{CD}.$$

En comparant à l'expression générale bS, on voit que b est :

$$\frac{dv}{dz}.$$

Puisque nous considérons seulement la valeur moyenne de b, ce qui revient à négliger les variations de $\frac{dv}{dz}$ dans l'étendue du circuit optique, nous pouvons écrire pour un circuit de forme quelconque, d'aire S :

$$C = Sb \text{ ou : } C = S\frac{dv}{dz} \qquad (1)$$

Par conséquent, l'effet tourbillonnaire optique le long du contour du circuit est un retard de la propagation de la phase dont la valeur *en temps* est :

$$\Delta T = \frac{S}{V^2}\frac{dv}{dz} \qquad (2)$$

ou, en période θ de la lumière de longueur d'onde λ dans le vide :

$$\frac{\Delta T}{\theta} = \frac{S}{\lambda V}\frac{dv}{dz} \qquad (2')$$

Cette théorie admet la valeur de l'*effet de mouvement élémentaire* qui néglige les termes d'ordre supérieur au premier. Mais il est évident que les termes du second ordre ne changent pas de sens avec la propagation. Ils ne pourraient modifier les résultats obtenus par la méthode interférentielle suivante qui oppose les effets dus aux deux sens de propagation.

Expériences.

3.— Principe de la méthode. — On fait interférer deux faisceaux lumineux T et R qui ont parcouru

1. Vis-à-vis de $\frac{dv}{dz}$. D'après la limite expérimentale déterminée plus loin $\left(\frac{dv}{dz} = 0{,}001\right)$ il suffit d'admettre que la courbure des lignes de flux du vecteur v est inférieure notablement à la dixième partie de celle du méridien terrestre.

[illegible]

[illegible]

4 — **Dispositif interférentiel.** — J'ai utilisé l'interféromètre à faisceaux inverses que j'ai décrit dans les *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences C. R.*, **150** (1910) 1676. La lumière issue d'un collimateur C et polarisée (vibration de Fresnel perpendiculaire au plan du circuit optique) tombe presque normalement sur une face latérale d'un double prisme de verre $P_1 P_2$ (fig. 3), formé de deux prismes iso-

Fig. 3.

cèles identiques orientés parallèlement à quelques secondes près. La lame d'air *II'* à faces parallèles qui sépare ces deux prismes, divise la lumière en deux faisceaux, l'un transmis T, l'autre réfléchi R, qui parcourent en sens opposés le contour du circuit optique. Pour la commodité de l'installation, ce circuit, au lieu d'être défini par deux miroirs, est défini par quatre miroirs m_1, M_1, M_2, m_2 (fig. 5, 4 et 5). On forme ainsi, en opposition avec le triangle KM_1M_2, un quadrilatère Im_2Km_1I dont l'aire est relativement négligeable. Sur les fig. 4 et 5, on voit un miroir auxiliaire m_0 qui permet de placer le collimateur C à côté de la lunette L d'observation horizontalement comme la lunette, bien que le circuit soit incliné.

Le côté m_1KM_2 est horizontal. Le miroir M_1 est à un niveau inférieur. La fig. 5 montre la perspective. Les miroirs m_1, m_2 et m_0, le double prisme I sont inclinés.

On voit (fig. 5, 4 et 5) que la lunette L (ouverture utile, 5 cm.) reçoit la vibration T^2, provenant d'une seconde transmission de la vibration T au retour sur la lame d'air II', et la vibration R^2, provenant d'une seconde réflexion de la vibration R au retour sur la lame d'air. J'ai expliqué (*loc. cit.*) le mécanisme de l'interférence des deux vibrations T^2 et R^2. Je rappelle seulement que l'épaisseur de la lame d'air II' et l'angle r d'incidence extérieure sur cette lame (fig. 6) sont choisis de manière que l'amplitude vibratoire T^2 est maximum et l'amplitude R^2, minimum et égale à T^2 pour la radiation [illegible] d'onde [illegible] il y a une interférence complète pour cette radiation et, en lumière blanche, les teintes sensibles

d'interférence sont pures. La frange centrale correspond à une *opposition rigoureuse de phase* pour toutes les longueurs d'onde de la lumière blanche : c'est une frange centrale, de teinte sensible pure en

Fig. 4.

lumière blanche. Cette teinte est encore assez sombre pour le troisième ordre d'épaisseur de la lame d'air. Les franges latérales présentent des teintes sensibles pures. Les teintes jaunes et vertes des interférences de Newton sont ici remplacées par du blanc d'après un mécanisme que j'ai expliqué (*loc. cit.*) ; les franges colorées sont étroites et séparées par des intervalles blancs assez larges. La frange centrale est plus étroite que la frange noire des interférences ordinaires. C'est la position de cette frange qui se détermine avec le plus de précision.

Par la méthode que j'ai décrite (*Comptes rendus*, *loc. cit.*, p. 1502), j'ai réglé la superposition des

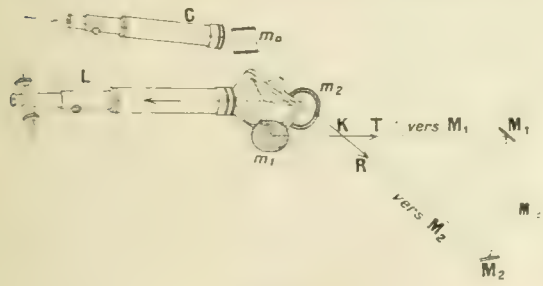


Fig. 5.

deux faisceaux inverses de manière à avoir des franges bien nettes aussi peu sensibles que possible aux petites fluctuations de l'air de la salle d'expériences. Ces franges sont ordinairement localisées dans le plan focal principal de la lunette L. Je les ai rendues non localisées (*loc. cit.*) : en avant (à 1 m. 50) du petit trou du collimateur C, qui reçoit l'image de la source (filament de Nernst) est placé un diaphragme (ouverture ronde de 4 mm. de diamètre). Le tirage de la lunette L est alors allongé, les franges demeurent très nettes et sont grossies jusqu'à présenter 1 ou 2 mm. d'interfrange dans le plan des fils du micromètre oculaire.

Je puis pointer alors la frange centrale à 1/1000e près, au moins, de la valeur de l'interfrange, bien que le circuit optique ait 50 m. de contour.

5. — Méthode d'observation. — Obtenues avec des surfaces de verre et des miroirs argentés suffisamment plans, les franges sont intéressantes à comparer à celles que donne l'interféromètre de Michelson, qui

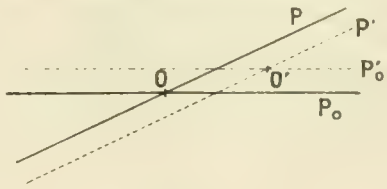


Fig. 6.

a servi à la mesure du mètre en longueurs d'onde, lorsque le plan P du miroir mobile et le plan P_0 de la référence (fig. 6) sont amenés à se couper suivant une légère inclinaison. L'introduction d'une différence de phase entre les deux faisceaux produit ici, comme pour les franges de Michelson, une translation générale des franges dans le champ d'observation, à droite ou à gauche, suivant le sens de la différence de marche[1]. Ici, les deux plans P et P_0 se transportent en sens opposés en P' et P'_0 (fig. 6).

La méthode consiste alors à observer la position des franges, spécialement celle de la frange centrale O, et à voir si elle varie avec l'heure. Un déplacement OO', non attribuable aux défauts de stabilité ou aux erreurs de pointé, devrait se reproduire périodiquement chaque jour avec l'amplitude de $2x$ interfranges, si les hypothèses faites plus haut s'accordaient avec la réalité. Si, comme je l'ai observé, de telles oscillations diurnes des franges sont insensibles, des observations précises faites dans de bonnes conditions de stabilité fournissent une limite supérieure de x et, par suite, d'après la formule (2)', une limite supérieure de b ou $\left(\frac{dv}{dz}\right)$.

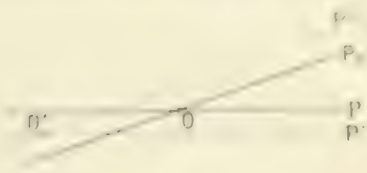
6. — Justification expérimentale de la méthode. — Pour vérifier que les franges obtenues avec des surfaces planes se déplacent latéralement quand on introduit une certaine différence de phase entre les deux vibrations interférentes T^2 et R^2, j'ai répété avec mon interféromètre l'expérience de Fizeau

1. Dans l'interféromètre actuel supposé réglé en l'absence de toute influence du sens de la propagation sur la vitesse de la lumière, les deux plans équivalents au plan de référence et au plan du miroir mobile de Michelson sont nécessairement en coïncidence quand ils sont parallèles.

[illegible] d'eau de source très claire. On fait circuler l'eau d'une manière continue à l'aide d'une pompe rotative [illegible] pompe [illegible] par un moteur électrique.

Avec des vitesses de l'ordre de 1 mètre par seconde, j'ai observé une translation latérale des franges de 1/10 d'interfrange quand la circulation de l'eau était [illegible] en changeant, par un commutateur électrique, le sens [illegible] les translations observées s'élèvent [illegible] $\frac{1}{100}$ d'interfrange [illegible] le [illegible] Lorentz.

Une autre vérification a consisté à faire basculer en [illegible] par exemple en tournant la vis tangente du miroir m_1 de façon à élargir d'abord les franges jusqu'à avoir [illegible] celle qui consiste à amener la coïncidence du miroir [illegible]



[illegible]

sens et je renverse ce sens pour observer le déplacement.

7. — Données et résultats numériques.

Le circuit triangulaire KM_1M_2 est incliné de 55° sous l'horizon. Il a 50 mètres de tour et 55 mètres carrés de surface.

Côté horizontal KM_1. — Le miroir M_1 est lié au mur, à l'extrémité d'une galerie à balustrade courant le long du mur d'une grande salle. L'observateur est dans une petite salle située à l'autre extrémité de cette galerie, avec laquelle elle communique par un guichet percé dans le mur de séparation. C'est sur une plate-forme de fer solidement installée dans le guichet que sont établis le double prisme incliné J, le miroir m_1 et le miroir m_2, inclinés aussi de manière que les faisceaux T et R se croisent en K et que le plan du circuit soit fortement incliné sur l'horizon.

Le miroir M_2 est lié au mur au rez-de-chaussée de la salle, à 5m,75 au-dessous de KM_1. La projection KM_1M_2 (fig. 5) du circuit KM_1M_2 sur le plan vertical passant par KM_1 a pour valeur [illegible] 20 mètres carrés. C'est, suivant la normale au plan vertical KM_1M_2, qu'il faut projeter le vecteur b, densité du tourbillon de l'éther que produit un entraînement de l'éther plus grand aux niveaux les plus rapprochés du sol. Autrement dit, l'effet tourbillonnaire optique doit être défini par la formule (2)', dans laquelle l'aire S est celle du triangle KM_1M_2.

La direction du côté horizontal KM_1 dans le sens KM_1 se trouve différer de la direction est-ouest par une rotation de 54°,5 vers le sud.

L'effet doit être maximum quand la vitesse qui résulte de la translation de la Terre autour du Soleil (50 kilomètres par seconde) et de celle du Soleil par rapport aux étoiles fixes (20 kilomètres par seconde) est parallèle à l'horizon et le plus voisine de la direction KM_1. Vers le 1er janvier, la seconde vitesse a pour effet de reporter l'heure de ce maximum un peu après midi et après minuit, d'une heure environ. On ne change pas l'ordre de grandeur de ce maximum en [illegible] KM_1 avec la vitesse de la Terre était nul.

Les meilleures séries d'observations ont été faites au début de 1912 [illegible] variation périodique des franges.

[illegible] des franges et [illegible] de la frange centrale, [illegible] heures entre 9 heures du matin et 10 heures du soir. [illegible]

[illegible]

accidentelles affectent les distances mutuelles des franges plus que la position de la frange centrale; les franges latérales ont une tendance à s'écarter ou à se rapprocher de la frange centrale relativement fixe; un tel mouvement est semblable à celui qui se produit quand on règle les distances mutuelles des franges, leur nombre dans le champ de la lunette, en agissant sur l'un des miroirs ou en produisant une inclinaison légère de la plate-forme[1] qui porte le double prisme I et les miroirs m_1, m_2.

Cette stabilité relative de la frange centrale explique qu'en prenant des précautions pour éviter les ébranlements, les courants d'air et les variations de température, il a été possible, dans certaines séries, d'observer à diverses heures des positions de la frange ne différant pas beaucoup plus que les positions observées dans une même minute.

Voici un exemple de l'une des meilleures séries (2 janvier 1910).

Largeur de l'interfrange : $0^{mm},95$.

Déplacement de la frange centrale avec l'heure, compté à partir de la position à midi et mesuré en fraction de l'interfrange : à midi, (0); à 1 h. 24, 0,0000; à 2 heures, — 0,0004; à 4 h. 20, — 0,0018; à 9 h. 55, — 0,0012; à 10 heures du soir, — 0,0018.

Ces petites variations sont attribuables surtout aux défauts de stabilité.

Il y a, dans bien des séries d'observations, des variations plus grandes; parfois on a reconnu immédiatement le défaut de stabilité qui en était la cause (ébranlement accidentel du bâtiment par un mouvement intérieur ou par un coup de vent violent); d'autres fois la cause restait inconnue, mais la variation ne se reproduisait pas à la même heure les jours suivants et ne pouvait par suite être attribuée à un effet tourbillonnaire périodique diurne : ainsi dans la série que je viens de citer, j'ai supprimé l'observation faite à 5 heures du soir, qui donnait le déplacement 0,0046 entre 4 h. 20 et 5 heures, parce que le 30 janvier, entre 3 et 5 heures, le déplacement observé était sensiblement nul (au moins 10 fois plus petit). Les très bonnes séries n'ont malheureusement pu être assez nombreuses pour qu'il fût possible d'augmenter notablement la précision des résultats en prenant la moyenne des déplacements observés aux mêmes heures dans plusieurs jours différents. Beaucoup de séries ont été rendues inutilisables par des accidents dus à des ébranlements de l'édifice. Il serait possible d'augmenter la précision des résultats en reprenant les observations dans une cave qui fût assez étendue, en particulier dans le sens de la hauteur.

D'autres bonnes séries permettent de compléter les observations pour la matinée (je n'ai pas opéré la nuit après 10 heures du soir). Les écarts sont du même ordre que ceux de la série citée.

8. — Interprétation des résultats. — Admettons pour un moment que la variation maximum de la frange centrale, 0,0018 interfrange, notée entre midi et 10 heures du soir le 2 janvier 1910, soit due à un effet tourbillonnaire optique d'urne. Cet effet devrait donner la variation extrême $4x$ en douze heures, la valeur de x étant donnée par la formule (2)'. Même en admettant que le maximum du déplacement ne se produise pas entre midi et minuit, nous pouvons admettre que le déplacement 0,0018 représente au moins la moitié de $4x$, de sorte que x ne dépasse pas la fraction 0,001 de période dans tous les cas.

La formule (2)' définit alors une limite supérieure de b ou $\frac{dv}{dz}$. Il suffit d'y remplacer x par sa limite supérieure 10^{-3}; l'aire S de la projection verticale du circuit vaut 20 mètres carrés; la longueur d'onde λ est celle du jaune verdâtre. On trouve ainsi : 0,0084. Nous pouvons *a fortiori* admettre en nombre rond :

$$b = \frac{dv}{dz} < 0{,}01$$

par seconde. C'est dire que si l'on admet un entraînement de l'éther au voisinage du sol et, par suite, une augmentation Δv de la vitesse relative du globe et de l'éther du vide quand on s'élève de Δz verticalement, la valeur de Δv est notablement inférieure à 1 centimètre par seconde quand on s'élève de 1 mètre. Sur la hauteur verticale ($5^m,75$) du circuit optique étudié, Δv n'atteindrait pas 6 centimètres par seconde, c'est-à-dire la fraction 2.10^{-10} de la vitesse de la lumière, ou la fraction 2.10^{-6} de la vitesse de la Terre[1].

9. — Méthode de bascule du réglage optique. Nouveaux résultats. — L'interféromètre étant réglé avec soin, les deux faisceaux inverses bien superposés, j'incline par une flexion légère le mur qui soutient la plate-forme Im_1m_2 et le miroir m_0 (en faisant tourner un peu une porte de ce mur, voir note du § 7).

1. J'ai souvent produit une telle inclinaison pour resserrer ou écarter très lentement les franges latérales de part et d'autre de la frange centrale, en ouvrant ou fermant graduellement une porte située dans le mur où est percé le guichet portant la plate-forme Im_1m_2. D'après le mode d'attache de la porte, son poids produit une légère flexion du mur, variable avec la position du battant de la porte et la plate-forme s'incline en conséquence. La porte est soigneusement immobilisée après le réglage.

1. Au point de vue de la sensibilité du dispositif employé, il est intéressant de remarquer que sur le périmètre 50 m du circuit optique KM_1M_2K, l'erreur de lecture de la position de la frange centrale $\left(\frac{1}{1000}\right)$ correspond à la fraction 2.10^{-11} : la différence de marche correspondante entre les deux faisceaux inverses, correspond à 10^{-11} pour cette erreur de lecture, et 2.10^{-11} à peine du périmètre du circuit pour le plus grand écart observé le 2 janvier.

[illegible]

[illegible] d'interférence dans le plan des fils du micromètre oculaire et je pointais la frange centrale au milieu de la largeur. La position du centre d'interférence s'est montrée la même pour les deux sens de bascule du réglage, les différences entre les deux pointés sont de l'ordre des erreurs de pointé et ne dépendent pas d'ailleurs, à cette approximation, de l'heure de la pointée.

Voici une série de telles différences obtenues à diverses heures. Ces différences sont exprimées en fraction de l'interfrange et résultent chacune de la moyenne de plusieurs couples de pointés de la frange centrale, faits à la même heure.

10 h 5 matin	midi 50	2 h 1/2	6 h soir
+ 0,0001	+ 0,0002	+ 0,0002	+ 0,0002

[illegible] une différence de valeur de propagation entre les deux faisceaux interférents déplaçant la frange centrale de 2 à droite ou à gauche suivant le sens de bascule du réglage. La valeur 0,0004 supérieure à la plus grande valeur de l'effet de bascule et égal à la plus grande variation accidentelle de cet effet, est une limite supérieure de γ_0. La valeur de γ ne dépasse donc pas 10^{-4} [illegible] soit 10 fois plus petite que la limite obtenue à l'aide de la première méthode, dont les petits déplacements accidentels de la frange centrale d'une heure à l'autre montraient le peu de sûreté.

On a donc

$$\theta \leq \frac{\partial \gamma}{\partial t} = \frac{1}{10000} \text{ de radian par seconde.}$$

[illegible] de 1 m. la vitesse relative de l'éther et du globe ne varie pas de 1 mètre par seconde de la fraction $\frac{1}{6} \cdot 10^{-4}$ de la vitesse de translation de la Terre, soit $\frac{1}{3} \cdot 10^{-4}$ de la vitesse de la lumière.

10. — Conclusions. — L'éther lumineux, au voisinage de la Terre en mouvement de translation, ne présente pas de modification tourbillonnaire appréciable sous l'influence d'un entraînement dû à cette translation : la densité moyenne du tourbillon de l'éther dans la hauteur de la salle d'expériences est inférieure à $\frac{1}{1000}$ de radian par seconde.

A cette approximation, il est permis de conserver la théorie cinématique très simple des systèmes optiques en mouvement que j'ai rappelée au début de cette communication. Du moins l'hypothèse d'un éther non tourbillonnaire (irrotationnel) est justifiée dans l'air, ce qui revient à dire dans le vide, et au voisinage du sol. Dans ces conditions, on peut écrire avec les notations du § 2 :

$$\gamma = 10 \frac{S}{\lambda V_0}$$

Il demeurerait encore permis d'imaginer qu'il y a un entraînement de l'éther par la Terre. Mais cet entraînement serait extrêmement petit à une distance du sol comparable à 1 mètre. Ou bien la vitesse d'entraînement pourrait atteindre $\frac{1}{50}$ de la vitesse de la Terre [1], mais varierait avec la hauteur au moins aussi lentement qu'il a été dit. Cette seconde manière de voir conduirait à admettre que l'entraînement s'exercerait encore à de grandes altitudes, étant donné que pour un mètre d'ascension verticale, au voisinage du sol du moins, la vitesse d'entraînement ne diminue pas de $\frac{1}{3} \cdot 10^{-4}$ de la vitesse de la Terre. Il paraît plus vraisemblable d'admettre que l'entraînement de l'éther est négligeable, même au voisinage immédiat du sol, et que notre globe n'y modifie pas d'une façon appréciable l'état de l'éther lumineux à travers lequel il se transporte.

[illegible]

Remarques sur l'effet Doppler-Fizeau, à propos de l'étude des vitesses radiales du soleil

Par A. COTTON

Ecole Normale Supérieure — Laboratoire de Physique.

C'est à l'aide du spectroscope, comme on sait, et en utilisant l'effet Doppler-Fizeau (déplacement des raies accompagnant le mouvement de la source ou de l'observateur), que les astronomes peuvent évaluer les vitesses radiales. J'ai été conduit, au dernier *Congrès international des recherches solaires*, tenu au Mont Wilson, au commencement de septembre 1910, à faire à ce sujet quelques remarques que je voudrais publier ici avec quelques explications complémentaires. Elles concernent le cas où la source lumineuse dont on cherche à évaluer les déplacements fait partie d'un astre entouré, comme le soleil, d'une atmosphère.

On n'a pas prêté, en effet, ce me semble, une attention suffisante à un travail que W. Michelson (de Moscou) a publié dans l'*Astrophysical Journal*[1] et intitulé : « Sur le principe de Döppler ». L'auteur fait remarquer que le mouvement relatif de la source et de l'observateur n'est pas la seule cause qui puisse produire un changement de la longueur d'onde des raies spectrales. Laissons l'observateur au repos, supposons aussi la source fixe, mais changeons rapidement l'épaisseur ou l'indice d'un milieu réfringent interposé, et que les rayons traversent dans l'intervalle; le spectre sera changé. Le temps que met la lumière pour venir de la source jusqu'à l'observateur dépend, en effet, non pas de la simple épaisseur géométrique des milieux traversés, mais de leur épaisseur *optique* (produit de l'épaisseur par l'indice du milieu pour la radiation qui s'y propage). Si on change l'indice de ce milieu (par exemple en le comprimant, s'il s'agit d'un gaz), ou son épaisseur, les vibrations lumineuses n'arrivent plus à l'observateur séparées par le même intervalle de temps que si le milieu interposé gardait des propriétés invariables, et les raies spectrales seront légèrement déplacées pendant que ce milieu variera.

La petite variation $d\lambda$ de la longueur d'onde λ (dans le vide) d'une radiation monochromatique donnée se calcule facilement si l'on sait comment varie à chaque instant la *longueur optique* totale du chemin parcouru. Cette longueur optique totale L est la somme d'une série de termes $n_1 l_1$, $n_2 l_2$, $n_3 l_3$,... : où $l_1 l_2 l_3$... sont les chemins parcourus dans les différents milieux, $n_1 n_2 n_3$ leurs indices (par rapport au vide). On posera

$$L = n_1 l_1 + n_2 l_2 + n_3 l_3 + \ldots = \Sigma nl.$$

1. W. Michelson, *Astrophys. Journal*, 13 (1901) 192.

Or, si on représente par $\frac{dL}{dt}$ la dérivée de cette expression par rapport au temps, on a la formule générale suivante pour l'effet Döppler-Fizeau :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{V}\frac{dL}{dt}$$

où V est la vitesse de la lumière dans le vide.

Si la lumière traverse partout le vide, on retrouve aussitôt la formule habituelle employée pratiquement pour le calcul de cet effet : $\frac{dL}{dt}$ se réduit alors à la vitesse v du mouvement relatif de la source et de l'observateur. S'il en est autrement, il faut considérer les différents termes de la somme; on a alors l'expression donnée par Michelson :

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{1}{V}\Sigma\left(l\frac{dn}{dt} + n\frac{dl}{dt}\right).$$

Pour fixer les idées, j'examinerai les deux cas simples suivants, où ce sont les longueurs l qui changent.

Premier cas. — La source S et l'observateur O sont séparés par une distance D invariable, mais les rayons partis de S traversent d'abord sous l'épaisseur e une atmosphère réfringente uniforme d'indice n entourant la source. On supposera que cette atmosphère est limitée par un écran transparent normal à SO. Cette paroi se déplace, parallèlement à elle-même, suivant SO, avec une vitesse $\frac{de}{dt}$. On trouve alors aussitôt :

$$V\frac{d\lambda}{\lambda} = \frac{d}{dt}(ne + D - e) = (n - 1)\frac{de}{dt}.$$

Deuxième cas. — Cette fois l'observateur O est encore au repos, mais la source S se déplace à travers l'atmosphère *immobile*. Soit $\frac{de}{dt}$ la vitesse de la source. On trouve alors :

$$V\frac{d\lambda}{\lambda} = n'\frac{de}{dt}$$

où n' est l'indice de l'atmosphère pour la radiation qui lui parvient, déjà modifiée par le mouvement de la source, tandis que, dans le cas précédent, n était l'indice primitif. Si le milieu est dispersif, ces deux indices ne sont pas rigoureusement identiques : en

[illegible]

Applications. — M. [illegible] savants qui les ont découverts, et qui cherchaient à [illegible] trouve exagérées. Il lui paraît plus plausible que ces changements soient dus, pour une part notable au [illegible] non lumineux que les rayons traversent par la suite. [illegible] malement aux rayons, peuvent en effet modifier rapidement le chemin optique.

[illegible] nt, accompagnant ces mouve- [illegible]

Cas de la rotation solaire. — M. [illegible]

données que nous n'avons pas. Sa solution rigoureuse [illegible], comme on le verra, la considération de l'entraînement des ondes par un milieu en mouvement. Mais on peut chercher à se faire une idée [illegible] du sens dans lequel elles s'exercent, en examinant le cas, purement théorique, d'une sphère S entourée d'une atmosphère homogène tournant avec elle, limitée par exemple par une mince enveloppe transparente.

Nous raisonnerons comme si cette sphère tournante portait à sa surface un point envoyant une radiation monochromatique[1] et nous imaginerons qu'on suive au spectroscope la raie correspondante, en déplaçant le spectroscope pendant que la sphère tourne. En réalité, c'est autrement qu'on fait les observations : on compare les positions des raies correspondant aux divers points de l'image solaire, c'est-à-dire que, au point du soleil que l'on observe, les sources lumineuses se renouvellent à chaque instant. Mais comme la lumière envoyée par chacune de ces sources se comporte comme celle du point lumineux unique considéré, comme les variations du chemin optique s'effectuent de la même manière, l'assimilation est légitime.

Pour simplifier encore le problème, nous supposerons provisoirement que l'indice n n'est pas modifié par le mouvement, et nous ferons d'abord la figure en négligeant les réfractions à la sortie de l'atmosphère. On peut alors calculer aisément (fig. 1), pour chaque position du point considéré, la valeur du chemin optique et l'expression correspondante de l'effet Doppler-Fizeau. Sans donner la formule exprimant la solution de ce problème, j'indique seulement ce résultat : l'effet Doppler-Fizeau est plus grand[2], et croît un peu plus vite à mesure qu'on s'éloigne du centre, que s'il n'y avait pas d'atmosphère. Au bord de l'image, il [illegible] cette atmosphère. Si l'on admet que l'indice est [illegible]

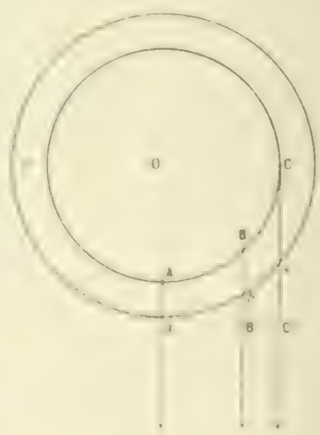


Fig. 1

Nous avons négligé les réfractions. [illegible]

1. [illegible]

2. [illegible]

tenir compte dans le cas théorique supposé : on peut en effet, sinon analytiquement, du moins graphiquement, chercher ici encore comment varie en fonction du temps, le chemin optique, ou ce qui revient au même, la valeur de $nBb - bB$ (fig. 2). Mais en réalité, l'atmosphère n'étant pas homogène, l'indice de réfraction diminuant par exemple à partir de la sphère S, le problème réel serait plus compliqué. Il suffit de remarquer que l'on peut s'attendre à trouver, pour certaines régions de l'image solaire, là où la partie curviligne du trajet prend plus d'importance relative, un effet Döppler plus grand que celui calculé précédemment, sans tenir compte des réfractions.

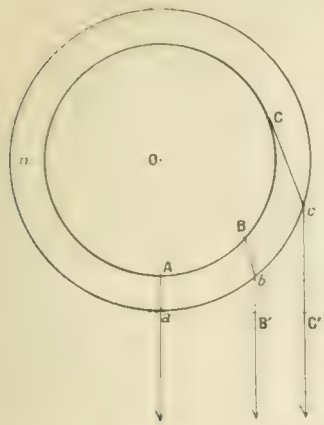


Fig. 2.

Si ces réfractions interviennent et jouent un rôle important, comme Julius notamment l'avait supposé, ce que nous verrions en regardant le soleil serait une véritable anamorphose, une image déformée, surtout près des bords, où nous pourrions voir notamment des points qui, sans la réfraction, seraient invisibles de la Terre. La durée de la rotation — en supposant qu'on puisse la déterminer avec précision (comme si l'on avait par exemple un repère, tel qu'une tache, assez bien défini) — changerait avec sa distance à l'équateur solaire, elle changerait même avec la longueur d'onde, si l'atmosphère est dispersive.

On ne sait pas actuellement si ces réfractions existent et jouent un rôle appréciable. Si elles existent, il en résulte, au point de vue de l'effet Döppler Fizeau, une première conséquence signalée récemment par M. Pérot[1], et que l'on trouve en se plaçant à un point de vue purement géométrique : M. Pérot remarque que le rayon ayant changé de direction entre le point de départ de son trajet curviligne et la partie rectiligne qu'il décrit ensuite pour arriver à la Terre, l'effet Döppler nous renseigne sur la composante de la vitesse du soleil dirigée suivant la direction du rayon lumineux *près de la source*. Mais ce n'est pas tout : il faut encore tenir compte de l'altération progressive que les périodes vibratoires subissent *ultérieurement* par suite de la variation continuelle qu'éprouve le chemin optique. Il n'y a aucune raison décisive, ce me semble, pour négliger ce second effet. Admettre que les rayons s'écartent notablement de la propagation rectiligne, c'est admettre que les valeurs des indices diffèrent de l'unité de quantités sensibles : il faut donc alors tenir compte de l'effet que les milieux réfringents traversés exercent *eux-mêmes* sur la longueur d'onde observée. Cet effet contribuera à changer les lois de l'effet Doppler; pour cette raison encore (étant donné que les indices ne sont pas les mêmes pour les diverses couleurs) les changements subis par des raies de même origine ne varieront plus proportionnellement à la longueur d'onde primitive.

La question est donc de savoir si les indices diffèrent de l'unité de quantités sensibles. C'est ici qu'intervient la dispersion anomale sur laquelle M. Julius a insisté, d'abord en faisant remarquer qu'elle pouvait augmenter l'effet des réfractions supposées, puis plus récemment ici-même[1] en cherchant à montrer que la *diffusion* peut intervenir, qu'elle peut élargir les raies d'une façon dissymétrique.

Beaucoup d'astronomes estiment que M. Julius, au moins sous la première forme qu'il avait donnée à sa théorie, s'exagérait l'importance du rôle joué par la dispersion anomale : il n'en est pas moins vrai que ce rôle doit être examiné *a priori*, puisque les rayons venus du soleil traversent précisément des milieux où se trouvent certains au moins des vapeurs présentes dans la couche où se produit le renversement des raies. Du moment que la dispersion de ces milieux peut être anomale au voisinage de certaines raies de Frauenhofer, cela suffit pour qu'on se demande si cette dispersion anomale intervient dans l'effet Döppler lui-même.

Effet Döppler et dispersion anomale. — Je rappelle que la dispersion anomale des gaz dans les différents cas étudiés, présente toujours les mêmes caractères, ceux qui avaient été reconnus au voisinage des raies D par Henri Becquerel. On est conduit

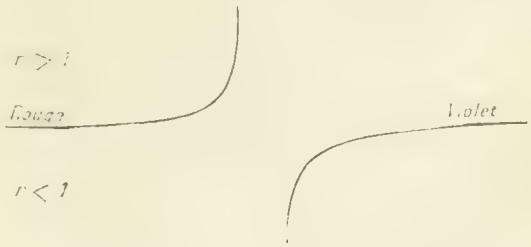


Fig. 3.

à assimiler la courbe de dispersion au voisinage de la raie, aux deux branches d'une hyperbole dont une asymptote serait parallèle à l'axe des n. Du côté rouge du maximum d'absorption la courbe s'élève rapidement, du côté violet elle s'abaisse comme le montre

1 Pérot, *C. R.*, **151** 1910 848

1 W. H. Julius, *Le Radium*, 7 1910 281

[illegible] mine le côté de l'arc qui s'éloigne de l'observateur : c'est ce dont M. Dufour rend compte en admettant que la partie mobile de l'arc est entourée d'une couche absorbante sensiblement au repos.

Il serait bon de s'assurer que la vapeur de mercure présente bien, dans la région spectrale utilisée, la dispersion anomale ; de se demander aussi si une telle dissymétrie dans l'effet Döppler, et une influence analogue de la dispersion anomale, n'interviennent pas dans les expériences récentes que l'on a faites, comme on sait, sur l'effet Doppler dans le cas des rayons canaux ou des rayons anodiques.

Enfin, on peut remarquer que des mouvements *rapides et irréguliers* d'une source, au sein d'une atmosphère à dispersion anomale, doivent avoir pour effet de déplacer *vers le rouge* le « centre de gravité » de la raie correspondante, transmise par cette atmosphère. On pourrait même être tenté d'expliquer en partant de là, par les mouvements moléculaires eux-mêmes, le déplacement des raies vers le rouge, produit par un accroissement de pression, que Humphreys a découvert. Ce déplacement a bien les caractères d'un élargissement dissymétrique, il s'effectue bien dans le sens auquel on pourrait s'attendre, mais il paraît difficile d'interpréter de cette façon le fait que c'est la pression *totale* qui entre en ligne de compte, et non pas la pression de la vapeur même qui émet les raies étudiées.

Si l'on passe maintenant au cas de la rotation solaire, en examinant l'influence possible de la dispersion anomale, on trouve que le problème se complique, parce qu'il n'est pas légitime, en toute rigueur, d'admettre comme on l'a fait plus haut, que l'indice n'est pas modifié par le mouvement de l'atmosphère. Sans doute l'atmosphère est entraînée elle-même par le mouvement de rotation, mais même s'il n'y a pas de glissement relatif des couches superposées, l'effet n'est pas exactement le même que si on avait un simple mouvement de translation : les vitesses aux différents points ne sont pas les mêmes, et leurs composantes suivant le rayon sont différentes. Lorsqu'un rayon que l'observateur recevra plus tard passe en un point M de l'atmosphère, ce point M reçoit des vibrations qui n'ont plus la période primitive, mais une période apparente qui en diffère de peu. Or dans le même rapport un peu [illegible] le changement de période peut produire un changement notable de l'indice.

[illegible]

tenant compte de ces considérations, même les problèmes théoriques indiqués plus haut, et de rechercher *a priori* si l'on peut s'attendre à des effets dont l'ordre de grandeur soit acceptable.

Il est plus intéressant, je pense, de remarquer qu'il y a un moyen expérimental de voir si la dispersion anomale intervient, d'une façon générale, dans les observations astronomiques, de savoir notamment si elle explique certains faits paradoxaux constatés parfois dans l'étude des vitesses radiales[1].

Ce moyen consisterait à rechercher systématiquement si les anomalies constatées s'observent précisément sur les raies près desquelles la dispersion anomale est le plus marquée. Les recherches (encore trop peu nombreuses) sur la dispersion anomale montrent, en effet, que son influence n'est pas également nette au voisinage des diverses raies d'un même corps : c'est ainsi que Ladenburg et Loria[1] ont réussi à la mettre nettement en évidence pour l'hydrogène près de la raie rouge, mais ils n'ont pu dans les mêmes conditions la constater avec certitude au voisinage de la raie bleue. Ici encore, la comparaison des observations astronomiques et des recherches de laboratoire pourra être fructueuse.

1. Diverses raies, même de même origine, conduisent à des vitesses calculées différentes.

Manuscrit reçu le 15 décembre 1910.

1. Ladenburg et Loria, *Ber. d. deutsch. phys. Gesell.*, 10 (1908) 858.

Sur l'absorption de l'hélium dans les sels et dans les minéraux

Par A. PIUTTI

Université de Naples. — Laboratoire de Chimie.

Dans ma note *sur les minéraux non radioactifs contenant de l'hélium*[1], j'ai posé la question suivante : l'hélium s'est-il formé avec le temps par suite des transformations atomiques des éléments dont sont composés ces minéraux, ou a-t-il été simplement absorbé de l'atmosphère lorsque ceux-ci étaient à l'état liquide, en y restant inclus après leur solidification[2].

Ne possédant pas encore les moyens propres à donner une démonstration expérimentale à l'appui de cette dernière hypothèse avec les mêmes minéraux non radioactifs dans lesquels j'avais trouvé de l'hélium, c'est-à-dire avec les *tourmalines*, les *béryls* et la *castorite*, je me suis borné à apporter une contribution à ce problème difficile en employant des minéraux faciles à fondre.

Le nombre de ces minéraux est très restreint, et je n'ai pu pratiquement employer que la *stibine* de Oshoiu Nugori (Japon), n'ayant pu réussir à maintenir à l'état fondu pendant le temps nécessaire les trois ou quatre grammes de *cryolite* ou de *natrolite* soumis à l'expérience. J'ai pu étudier, au contraire, avec profit des sels convenablement choisis, que j'ai fait cristalliser d'une solution maintenue dans un milieu d'hélium pur et que j'ai fondus dans des conditions que j'indiquerai plus tard. Dans un mémoire plus développé, je décrirai les appareils que j'ai employés, et je me borne actuellement à exposer quelques-unes des expériences que j'ai faites.

Alors que les cristaux de sulfate de potassium déposés sur un fil de platine, dans l'espace d'un mois, par une solution aqueuse qui se concentrait lentement dans une atmosphère d'hélium pur n'absorbent pas du tout ce gaz, la *stibine*, le borax, l'anhydride borique, les sels de phosphore, le tungstène et le molybdate de sodium donnent un résultat tout différent. 5 grammes de chacune de ces substances, qui dans l'essai à blanc ne révélaient pas trace d'hélium, ont donné dans la recherche par la méthode et l'appareil décrits ailleurs[1], après fusion

1. *Le Radium*, 7 (1910) 146-149.

2. M. Tilden (*Proc. Roy. Soc.*, 19 (1549)) et après lui M. Ramsay, ont déjà fait des expériences avec la *clévéite* dans le but de voir si des minéraux qui contenaient de l'hélium pourraient en absorber de nouveau, après avoir été privés de ce gaz par la chaleur sous pression, ou à la pression ordinaire à 100° en présence des mêmes gaz qu'ils avaient dégagés.

Un échantillon de ce minéral débarrassé de l'hélium par la chaleur à 300° dans le vide, a été maintenu par M. Tilden pendant 18 heures à 100° et à 7 atmosphères en présence de ce gaz exempt d'acide carbonique et de vapeur d'eau. Après ce traitement le minéral chauffé à 360° donnait encore un peu d'hélium, tandis que l'uranate de plomb artificiel, dans les mêmes conditions, n'en donnait pas du tout. Les expériences de M. Tilden ne donnent pas une preuve de l'absorption, parce qu'elles ne démontrent pas que le dégagement ultérieur de l'hélium ne provient pas de la partie restée dans le minéral après la première chauffe, et en effet la même expérience répétée par M. Ramsay, à la pression ordinaire et à 100° a conduit à un résultat négatif, tandis que les expériences de M. Travers (*Proc. Roy. Soc.*, 64 (1899) 141) et de M. Strutt (*Le Radium*, 5 (1908) 205) montrent que seulement une partie de l'hélium se dégage dans la calcination ; les expériences plus récentes de M. Orson Wood (*Proc. Roy. Soc.*, 84 (1910) 70-78) sur le dégagement de l'hélium des minéraux par la chaleur montrent qu'il faut atteindre au moins 1200° et chauffer pendant un temps assez long pour avoir un dégagement complet d'hélium.

1. *Le Radium*, 7 (1910) 142-146.

[illegible] pas précédé d'un barbotage de l'air à travers ces masses. En remettant à plus tard les conclusions de ce qu'on peut déduire de cette observation et d'autres, je ne crois pas, en attendant, que ce fait n'ait pas son importance, car s'il n'infirme pas la théorie que l'hélium contenu dans les minéraux radioactifs provient de la désagrégation atomique des éléments qui les composent, désagrégation qui pourrait se vérifier en même temps que l'absorption des gaz de l'atmosphère, elle laisse quelque doute sur les conclusions qu'on a voulu tirer dans ces derniers temps relativement à la quantité d'hélium contenue dans les minéraux.

La formule si séduisante, par exemple, de M. R.-J. Strutt : $9{,}15 \times 10^{-8}$ cm³ par gr. de U_3O_8 et par année, avec laquelle il propose de calculer l'âge des minéraux et des roches[1], ne me paraît pas pouvoir être acceptée avec toute la confiance qu'il aurait été agréable de lui donner.

En laissant de côté la question de savoir si tout l'hélium des éléments radioactifs reste à l'intérieur des roches et des minéraux, surtout quand ils ne sont pas cristallins, on ne peut pas supposer que la quantité de ce gaz qu'il dégage par la chaleur ou par tout autre moyen puisse provenir toujours de désagrégation atomique; en tous cas, dans la formule indiquée, on devrait tenir compte aussi des quantités qu'on ne peut déterminer, du fait que les magmas venant au jour à l'état de fusion des profondeurs de la terre, et les minéraux pneumatholitiques de même aussi que les roches sédimentaires ont très probablement absorbé une partie des gaz avec lesquels ils se sont trouvés en contact et même plus simplement des gaz de notre atmosphère.

[illegible]

[illegible]

ANALYSES

Radioactivité

Sur le mésothorium et le radiothorium — [illegible]

[illegible]

sel de radium pur. Comme 1 mmg de $RaBr^2$ correspond à 6 kg de Th, ou 12 kg de nitrate de thorium, la substance ci-dessus correspond à 420 kg de nitrate de thorium. Une deuxième préparation pesant 4,75 mmg possède l'activité de 15 mmg $RaBr^2$, elle est donc à poids égal 3,5 fois plus active que le sel de radium et plus de 40 millions de fois plus active que le nitrate de thorium du commerce. Toutes ces données ne se réfèrent naturellement qu'à l'activité γ ou β.

Le mésothorium donnant du radiothorium en une période de 2 ans, les préparations fraîches commencent par augmenter d'activité atteignent un maximum puis diminuent. Le maximum s'atteint en 3,2 ans, il est égal à 1,5 fois l'activité initiale, celle-ci se retrouve au bout de 10 ans, et après 20 ans il en subsiste encore 50 pour 100. Cette chute très lente est sans doute due au radium présent dans les minéraux uranifères dont on est parti.

A chaque instant il est facile de séparer du mésothorium la quantité de radiothorium qui s'est formée. Il suffit d'une précipitation par l'ammoniaque ou d'un entraînement en liqueur ammoniacale. La liqueur filtrée contient le mésothorium, le radiothorium reste sur le filtre. Le radiothorium ainsi obtenu peut être à poids égal plusieurs fois plus actif que le radium pur. Léon Bloch

Sur la volatilisation de l'émanation du radium à basses températures. — **Boyle (R. W.)** [*Phil. Mag.*, **20** (1910) 955-966]. — Expériences sur la condensation de faibles quantités d'émanation du radium très diluée dans de l'air, sur des surfaces refroidies de métal ou de verre. La méthode a été, à peu de chose près, la même que celle suivie par M. Laborde [*Le Radium*, **6** (1909) 289] : on faisait passer très lentement, à travers un long serpentin, un courant d'air mélangé à l'émanation ; le serpentin était plongé dans un bain de pentane refroidi au début par de l'air liquide ; en laissant ensuite la température du bain s'élever graduellement, on observe que la quantité d'émanation entraînée par le courant d'air augmente de plus en plus rapidement, pour atteindre son maximum à une température qui correspond à la volatilisation complète. M. Laborde avait trouvé en moyenne — 155° pour cette température dans le cas d'un serpentin de métal, et — 177° dans celui du verre ; le verre argenté avait donné à peu près les mêmes nombres que le verre nu. M. Boyle a constaté, lui aussi, une différence entre le verre et les métaux, quoique beaucoup moins marquée et rentrant presque dans l'ordre de grandeurs des erreurs de mesure ; il obtient en effet — 160° en moyenne pour un tube de cuivre ou de plomb, et — 164° pour un tube de verre. On ne voit pas bien à quoi tient le désaccord des deux observateurs : la seule différence essentielle entre leurs dispositifs était dans le mode de refroidissement ; M. Laborde employait de la grenaille de cuivre arrosée par de l'oxygène liquide, et M. Boyle avait un bain de pentane, lequel devenait d'ailleurs visqueux à — 150° et ne permettait pas d'avoir une température uniforme tout le long du serpentin.

L. Kolowrat.

Spectres de raies magnétiques des rayons β. — Baeyer (O.-v.), Hahn (O.) et **Meitner (L.)**. [*D'après une communication au Congrès de Radiologie et d'Électricité, Bruxelles*, **1910**]. — De leurs expériences sur les rayons β, O. Hahn et L. Meitner ont conclu que chaque substance radioactive à rayonnement β présente une vitesse d'émission caractéristique. Mais comme W. Wilson a publié des résultats qui paraissent opposés, O.-v. Baeyer et O. Hahn ont entrepris de décider la question par des expériences de déviation magnétique. D'après Wilson les spectres de déviation magnétique des rayons β d'une substance homogène devraient être continus ; dans la conception de O. Hahn et L. Meitner on devait s'attendre à des spectres discontinus. En fait, toutes les expériences, sauf celles sur le radium, donnèrent des spectres nettement discontinus, où en particulier les rayons β mous forment des raies très nettes, comparables à celles des rayons α. Pour compléter ces résultats et les étendre au cas du radium, O.-v. Baeyer, O. Hahn et L. Meitner ont repris les expériences dans de meilleures conditions. Dans tous les cas examinés (l'étude a porté sur toutes les substances à rayons β), on a obtenu des spectres de raies. Les clichés correspondants sont très instructifs, en particulier celui qui est fourni par l'activité induite du radium, car contrairement aux anciens résultats de Kaufmann et Bucherer, il n'est pas continu, mais offre, outre une bande faible non déviée, trois raies nettement séparées. Il est donc démontré que le radium ne fait pas exception, et qu'avec certaines précautions il donne aussi un spectre discontinu. Il semble bien qu'on doive considérer comme établi le résultat énoncé au début : les rayons β d'un atome radioactif déterminé ont une vitesse d'émission bien déterminée. Un mémoire détaillé paraîtra prochainement. Léon Bloch.

Sur les différentes influences des rayons α, β et γ sur la couleur des corps solides. — Dœlter (C.) et **Sirk (H.)** *Sitzungsber. d. kaiserl. Akad. Wiss. in Wien. Mathem.-naturw. Klasse*, **119** (1910)]. — Les expériences de Mugge ont porté sur la coloration de différentes substances au contact direct du radium, on avait donc à la fois l'action des trois sortes de rayonnement. Les expériences faites précédemment par Dœlter ont porté sur des corps exposés aux rayonnements β et γ (préparation du verre)[1]. Afin d'étudier l'action du rayonnement α on a déposé du polonium sur un fil ou une lame de platine par le procédé de Meyer et v. Schweidler. Les substances à examiner ont été employées sous forme de lame de 2 mm d'épaisseur environ que l'on posait sur la lame de platine active ou que l'on perçait d'un trou où l'on faisait passer le fil. L'exposition s'est prolongée 4 mois. Le sel gemme, le quartz, la fluorine et la barytine n'ont donné aucun résultat positif. Le sel gemme toutefois, au contact de la lame de platine, a pris une coloration brunâtre sur une épaisseur de quelques centièmes de millimètre, correspondant à la faible pénétration des rayons α. Il faut tenir compte de la faible activité du polonium comparée à celle du radium.

Joly, Fletcher, Mugge ont étudié avec soin les halos pléochroïques présents naturellement ou susceptibles de se produire dans divers minéraux au contact d'un grain de radium. Les auteurs ont eu entre les mains un fragment de verre ayant contenu une préparation de radium très active, et où l'on distinguait très nettement la couche très mince due aux rayons α et une coloration plus faible s'étendant sur 6 mm et due aux rayons β. Un tube en U ayant contenu longtemps une solution radioactive, un fragment de verre ayant fait partie d'une ampoule présentait les mêmes particularités. Ainsi les rayons α ne peuvent suffire pour expliquer les colorations de quelque profondeur. Il faut rechercher si celles-ci s'expliquent par les rayons β ou γ.

Un cube de verre a été exposé latéralement aux rayons du radium. Il a manifesté dans une épaisseur de 0 cm 5 une coloration forte due aux rayons β et dans le reste de la masse une coloration faible et uniforme due aux rayons pénétrants.

L'expérience a été refaite sur un cube de verre blanc

1. Dœlter (C.). — *Le Radium*, 7 (1910) 58-59.

[illegible] d'un brun jaunâtre, mettant bien en évidence l'action [illegible]

[illegible] Un autre cristal de roche parfaitement limpide et taillé [illegible] du radium. Un échantillon de zircon de Pfitsch s'est coloré [illegible] Une solution de sublimé est devenue légèrement jaunâtre. Une solution de [illegible] bleuâtre, et une solution de sulfate de soude un peu jaunâtre. Il y a quelque rapport entre les colorations et celles que prennent les mêmes sels à l'état solide sous l'action du [illegible]

Léon [illegible].

Electronique

Charge de l'électron. — Begeman L. (*Phys. Rev.*, 31 (1910) 31-44). — Mesures de la charge de l'électron par le mouvement de H. G. Wilson. La [illegible] presque toute leur longueur d'une ceinture d'eau, afin de [illegible] nuages se déplaçant rapidement et qui sont produits par une détente lente. Les résultats généraux sont les suivants :

[illegible] gouttes portant des charges simples)	$= 4,669 \times 10^{-10}$
[illegible] gouttes portant des charges doubles)	$= 4,686 \times 10^{-10}$
[illegible] gouttes portant des charges multiples)	$= 4,650 \times 10^{-10}$
Moyenne	$= 4,668 \times 10^{-10}$

Ed. Salles.

Conséquences de la théorie corpusculaire des rayons X et des rayons γ et le parcours des rayons γ. — Bragg W. H. (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 385-416). — Bragg considère un rayon X ou un rayon γ comme constitués par un électron négatif dont la charge est neutralisée par de l'électricité positive sans qu'il en résulte une augmentation sensible de sa masse.

Il montre que cette hypothèse justifiable surtout par des considérations d'ordre énergétique, permet de concevoir d'une façon très simple les phénomènes qui accompagnent la propagation des rayons X et des rayons γ. Les rayons δ qui se produisent quand un rayon γ rencontre un obstacle ne sont en quelque sorte que le prolongement sous une forme différente, des rayons γ primitifs et ils leur empruntent totalement leur énergie. De même, lorsque des rayons X donnent naissance à des rayons cathodiques, ces rayons cathodiques empruntent leur énergie aux rayons X primitifs. La série de phénomènes observés à partir des rayons cathodiques du tube à vide : production de rayons X, puis à l'aide de ces rayons X production de nouveaux rayons cathodiques, etc., ne constitue que l'histoire des transformations d'une petite quantité d'énergie qui à aucun moment ne peut se trouver augmentée.

En ce qui concerne les radiations secondaires, la théorie de Bragg n'admet pas l'existence de radiations venant se superposer à la radiation primaire. Les rayons secondaires ne sont jamais qu'une modification des rayons primaires, auxquels ils empruntent leur énergie : l'apparition des premiers implique toujours la disparition des autres.

L'auteur montre ensuite que son hypothèse permet d'expliquer les résultats de Mc Clelland sur la dispersion des rayons β sans qu'il soit nécessaire d'admettre, comme l'avait fait ce dernier, l'existence d'une véritable radiation secondaire ni d'une réflexion particulière à la surface du plateau métallique qui servait à l'expérience (*Proc. Roy. Soc.*, **80** (1908) 501-515).

Une autre conséquence de la théorie de Bragg est l'impossibilité pour les rayons X ou γ d'ioniser directement. L'effet observé est indirect, et les agents qui le produisent sont en réalité les rayons secondaires : rayons cathodiques ou rayons δ.

D'une manière générale, lorsqu'une particule constitutive d'un rayon (α, β, γ, X ou cathodique) rencontre un atome, une particule et une seule prend naissance, emportant avec elle presque toute l'énergie de la première.

Enfin il est possible dans cette théorie de diviser en trois groupes les phénomènes qui accompagnent le passage d'un rayon quelconque : 1° Les phénomènes dus à la matière. 2° Les phénomènes [illegible] avec des atomes donnent naissance à des phénomènes de [illegible] ceux auxquels ils ont donné naissance.

[illegible]

l'histoire d'une individualité unique, qui ne subit que des changements de direction ou de forme, jusqu'à ce que son énergie qui diminue sans cesse devienne trop petite pour qu'on puisse rien observer. Jean Sarrous.

Sur la théorie des électrons dans les métaux. — Debye (P.) [*Ann. d. Phys.*, **33** (1910) 441-489]. — On aborde d'habitude les problèmes de la théorie électronique des métaux par les méthodes les plus simples de la théorie cinétique, en particulier par la méthode des chemins moyens. M. Debye se place à un point de vue plus général. Sa théorie est fondée presque tout entière sur une formule fondamentale de Boltzmann : lorsque des électrons ou des molécules, dont l'énergie cinétique correspond à la température absolue T, se trouvent soumis dans une certaine région de l'espace à un champ de force dont le potentiel en chaque point est une fonction U des coordonnées, leur répartition stationnaire est telle que leur densité, en chaque point, est proportionnelle à $e^{-\frac{U}{kT}}$; k est la constante d'énergie moléculaire.

I. — Au début de son mémoire, l'auteur donne une démonstration extrêmement générale de cette formule. Il montre simplement que les ensembles canoniques de Gibbs représentent les répartitions les plus probables. Ce théorème est d'ailleurs devenu classique depuis les travaux de Planck et Einstein. M. Debye en fait une application au calcul de l'entropie et de l'énergie utilisable d'un mélange de deux gaz. Les formules trouvées concordent avec celles de la thermo-dynamique.

II. — Ces prémisses de théorie cinétique générale permettent d'étudier l'équilibre de dissociation qui existe dans le métal entre les électrons et les molécules (ou atomes). Pour calculer le rapport $\frac{n_1}{n}$ du nombre des électrons libres au nombre total d'électrons, on peut faire les deux hypothèses suivantes :

1° L'attraction d'une molécule sur un électron est la même, que la molécule soit restée neutre, ou qu'elle ait perdu déjà des électrons ;

2° Les molécules neutres n'agissent qu'au moment des chocs et par répulsion, les molécules ayant perdu un électron possèdent en plus un domaine d'attraction.

Dans les deux hypothèses, on est forcé, pour simplifier les calculs, de remplacer par une courbe discontinue la courbe continue représentant la variation de l'énergie potentielle d'un électron en fonction de sa distance au centre de la molécule. Mais ceci n'influe pas, d'après l'auteur, sur la forme des résultats. On obtient, pour $\frac{n_1}{n}$ des expressions qui sont analogues dans les deux hypothèses, aux basses températures.

L'hypothèse 2 peut s'appliquer à tout phénomène de dissociation chimique, et les calculs de M. Debye peuvent être considérés comme une théorie cinétique de la dissociation en général. On retrouve la loi d'action de masses et la loi du déplacement de l'équilibre de Vant'Hof.

III. — La formule fondamentale de Boltzmann permet d'étudier l'équilibre existant entre les électrons présents dans le métal, et ceux qui en sont sortis. Pour évaluer la concentration des électrons extérieurs, l'auteur admet que le travail nécessaire pour faire passer un électron de l'infini à l'intérieur du métal est tout entier d'origine électrostatique, et dû à la répulsion de l'électron par son image à la surface du métal. Ce travail est alors

$$\int_{z_0}^{\infty} \frac{e^2}{4z^2}\,dz = \frac{e^2}{4z_0}$$

z_0 étant un peu supérieur aux dimensions moléculaires (10^{-7} cm) et variable d'un métal à l'autre. Le rapport des concentrations des électrons à l'extérieur et à l'intérieur du métal est proportionnel à $e^{-\frac{T_1}{T}}$, T étant la température absolue du métal, T_1 une température variable d'un métal à l'autre, et probablement supérieure à 10 000°. Par un calcul simple on retrouve les formules de Richardson sur l'effet Edison des métaux.

La différence des constantes T_1 permet d'expliquer les différences de potentiel au contact entre deux métaux placés dans le vide. Ces différences de potentiel dépendent avant tout de l'inégalité des concentrations des électrons *dans le vide* au voisinage des deux métaux. L'effet Peltier et les forces thermo-électriques sont dus au contraire aux différences de concentration des électrons *à l'intérieur des métaux*.

IV. — M. Debye étudie le transport d'une grandeur par le mouvement des électrons. Il part des mêmes hypothèses que Lorentz (*Akad. v. Wetensch., Amsterdam*, p. 438 et 585, 1905) et aboutit aux mêmes formules pour les conductibilités calorifique et électrique.

V. — Mais la théorie de Lorentz, ainsi que toutes les théories cinétiques des métaux sont insuffisantes. Elles ne tiennent pas compte des chocs des électrons entre eux, qui jouent certainement un rôle important. De plus, pour faire concorder les résultats théoriques et expérimentaux, en ce qui concerne les coefficients de température, on est forcé de supposer qu'il se forme dans les métaux solides des complexes de molécules. E. Bauer.

La théorie électromagnétique et le bleu du ciel[1]. — **Langevin P.)** [*Soc. Fr. de Phys.*, 16 décembre 1910]. — M. Langevin désire montrer sous quelle forme intuitive et simple la théorie électromagnétique, telle qu'elle se présente actuellement, permet d'exposer les résultats obtenus par Lord Rayleigh entre 1871 et 1889 sur l'origine du bleu du ciel.

Lord Rayleigh a étudié la diffusion de la lumière par des particules en suspension en se plaçant d'abord au point de vue de la théorie élastique de Fresnel et en supposant à l'intérieur des particules une densité d'éther plus grande que dans l'espace intermédiaire. Il a retrouvé ensuite les mêmes résultats en partant de la théorie électromagnétique telle que l'a formulée Maxwell et en admettant pour ses particules un pouvoir inducteur spécifique différent de celui du milieu environnant. Il arriva ainsi à formuler les lois connues : l'énergie que représente la lumière diffusée est à celle de la radiation incidente dans un rapport qui varie proportionnellement au nombre et au volume des particules en suspension et en raison inverse de la quatrième puissance de la longueur d'onde, d'où résulte la prédominance du bleu dans la lumière diffusée. Dans un travail ultérieur il montra que les particules diffusantes auxquelles est dû le bleu du ciel sont probablement les molécules elles-mêmes. Comme conséquence, la comparaison des éclats du ciel et du soleil donne un moyen de calculer le nombre des molécules : l'intensité de la lumière d'un ciel pur est directement liée à la grosseur du grain moléculaire, et permet de l'atteindre.

L'introduction des électrons dans la théorie électromagnétique permet de simplifier beaucoup l'analyse de Rayleigh sans en changer les résultats.

On est conduit à admettre l'existence à l'intérieur des molécules d'électrons auxquels elles doivent leurs propriétés électromagnétiques et optiques.

1. M. Langevin publie à [illegible] un [illegible] pourrait, une étude détaillée sur la question.

[illegible]

[illegible] l'onde incidente émet en conséquence des ondelettes de [illegible] du milieu matériel.

La relation simple qui existe entre l'accélération d'un [illegible] ondelette sphérique qu'il émet, montre que ces champs sont [illegible] électrique est situé dans le plan normal à l'onde qui contient la direction de l'accélération.

On déduit de là immédiatement que la lumière diffusée par le ciel à angle droit de la direction du soleil doit être complètement polarisée dans le plan qui passe par le soleil. [illegible]

[illegible] lignement dans lesquelles ont peut décomposer la lumière naturelle du soleil fournit des ondelettes dont l'intensité n'est pas nulle pour la direction d'observation, et c'est celle [illegible]

Dans une direction oblique par rapport à celle de l'onde [illegible] pour tous les milieux qui, comme l'air, obéissent à la [illegible] par suite [illegible]

[illegible] *même* de l'onde incidente, leurs phases ne sont plus désordonnées comme il arrivait dans les directions obliques, et leurs amplitudes s'ajoutent au lieu de leurs intensités. Il en résulte que l'intensité résultante dans la direction de l'onde primitive, proportionnelle au carré de l'amplitude, est aux intensités dans les directions obliques dans le rapport du carré du nombre des molécules à ce même nombre, c'est-à-dire comme ce nombre lui-même. On voit ainsi que les théories ordinaires où les équations employées supposent la continuité du milieu et correspondent à un nombre infini de grains, donnent une intensité nulle pour la lumière diffusée obliquement. Celle-ci est donc une [illegible] que son observation permette de saisir celui-ci.

La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires (1er mémoire.) — **Zeeman** (P.) et **Winawer** B.) *Proc. Roy. Ac.* [illegible] 12 (1910, 184-200). — Les [illegible] lle dans le spectre des taches solaires, ne pourront évidemment [illegible] une étude détaillée au laboratoire du phénomène de Zeeman inverse, dans des directions inclinées par rapport au champ magnétique, la densité de la vapeur absorbante et l'intensité du champ étant telles que la séparation ne soit pas complète. Les intervalles entre les composantes magnétiques observées dans le soleil ne sont jamais en effet complètement lumineux.

L'observation de la [illegible] sorption demande quelques précautions spéciales; si l'on [illegible] dium, dans les présentes expériences, placées entre les pôles d'un électro-aimant Du Bois, de la lumière blanche non [illegible] composantes magnétiques d'une raie d'absorption donnée [illegible] triplet à composantes entièrement séparées auxquelles la théorie élémentaire est applicable, la composante moyenne sera éclairée par les radiations de même longueur d'onde [illegible] composantes extérieures seront éclairées par les radiations de même longueur d'onde qu'elles mais vibrant parallèlement aux lignes de force. De même dans l'observation longitudinale chaque cir- [illegible] longueur d'onde tour- [illegible] devant la fente du [illegible]

Fig. 1.

Considérons les phénomènes observés perpendiculairement ou parallèlement aux lignes de force.

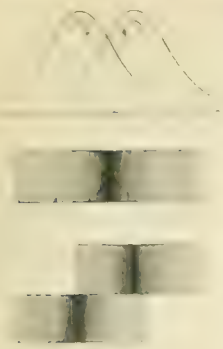


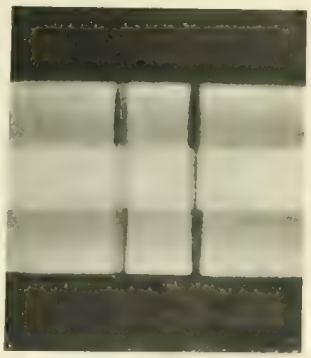
Fig. 2.

Soit (fig. 1) les courbes d'intensité dans les trois composantes d'un triplet supposées incomplètement séparées. Si de la lumière blanche traverse la vapeur soumise au champ magnétique, on doit voir deux bandes grises correspondant aux longueurs d'onde pour lesquelles les vibrations horizontales et verticales sont également absorbées. A travers le dispositif indiqué plus haut (en supprimant le prisme de Fresnel, inutile pour l'observation transversale) la région spectrale occupée par ces bandes sépare deux autres régions; dans la région supérieure par exemple où la lumière ne peut vibrer que verticalement on verra deux bandes d'absorption, *noires*, correspondant aux maxima d'intensité des composantes extérieures du triplet; dans la région inférieure où la lumière ne peut vibrer qu'horizontalement, on verra une seule bande *noire* correspondant à la raie moyenne du triplet. Dans l'observation longitudinale la région de lumière naturelle occupée par une bande grise (fig. 2) séparera deux régions présentant chacune une bande noire, l'une à droite et l'autre à gauche de la première, correspondant aux maxima des composantes du doublet.

D. D.
Fig. 3, 4, 5.

C'est bien en effet ce qu'on observe, comme l'indiquent les figures 3 et 4, dont la première correspond à une densité moyenne de la vapeur. Quand la densité de la vapeur devient très grande les phénomènes se compliquent et l'effet du champ devient de moins en moins perceptible; c'est ce qu'on voit sur la figure 5, correspondant à l'observation transversale.

Les observations inclinées par rapport aux lignes de force ont été faites sous les angles de 60°, 45° et 39° entre la direction d'observation et la direction des lignes de force. Dans chaque cas on a examiné l'influence de la densité de la vapeur. D'une manière générale les observations montrent que les composantes extérieures sont polarisées elliptiquement; l'ellipticité se manifeste d'autant plus aisément que la vapeur est plus dense et que la direction d'observation est plus inclinée sur les lignes de force. La figure 6 reproduit les phénomènes observés sous une inclinaison de 60° et avec l'ensemble du prisme de Fresnel et du rhombe de spath. Il est visible qu'ils sont intermédiaires entre ceux que donnent l'observation transversale et l'observation longitudinale. Ni dans le spectre ordinaire ni dans le spectre extraordinaire les composantes extérieures de D ne sont l'une et l'autre effacées, et d'autre part dans chaque spectre les composantes extérieures sont nettement dissymétriques. Si la polarisation était rectiligne les composantes seraient symétriques et si elle était circulaire une seule subsisterait dans chaque spectre.



D. D.
Fig. 6.

Au point de vue de la comparaison avec les taches solaires, la conclusion la plus nette de ce mémoire est l'indication du parti que l'on peut tirer de l'observation des raies dans les taches solaires au moyen d'analyseurs rectilignes et circulaires convenables. L. Dunoyer.

La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires (2e mémoire). — Zeeman (P.) et Winawer (B.) *Proc. Roy. Acc. Amsterdam*, **13** (1910) 35-44]. — D'après la théorie élémentaire du phénomène de Zeeman les composantes extérieures d'un triplet sont, dans l'observation oblique, elliptiquement polarisées, les ellipses vibratoires étant les projections sur un plan perpendiculaire au rayon visuel, des cercles perpendiculaires au champ magnétique décrits par l'électron. La composante moyenne est rectilignement polarisée; elle vibre dans le plan passant par le champ et par le rayon. Les expériences décrites dans le précédent mémoire mettent en évidence, en accord avec d'anciennes observations de Righi, l'ellipticité des composantes extérieures.

D'après la théorie de Voigt la composante centrale d'un triplet peut être aussi polarisée elliptiquement. Sous la forme que lui a donnée Lorentz, on peut résumer la théorie des phénomènes relatifs à l'observation oblique de la manière suivante[1] :

1° Les ellipses vibratoires des composantes extérieures d'un triplet sont inclinées sur le plan horizontal.

2° Les vibrations de la composante moyenne peuvent être suivant les circonstances soit rectilignes et non horizontales, soit elliptiques et inclinées sur l'horizon. Si l'angle θ des lignes de force et de la direction d'observation est plus grand qu'un certain angle θ_1, d'autant moindre que le champ est plus intense, il existe dans la composante moyenne deux faisceaux se propageant avec la même vitesse rectilignement polarisés et inégalement absorbés. Leurs vibrations sont symétriques par rapport au plan à 45° sur le plan horizontal passant par le rayon et par le champ. Le plus absorbé est celui dont les vibrations font le plus petit angle avec le

1 Voir Lorentz, *Proc. Roy. Ac. Amsterdam* **12** (1909) 521-540 et *Le Radium*, **7** (1910) 210-211.

[illegible]

[illegible] pas, on peut espérer retrouver expérimentalement une [illegible] D_1 et D_2.

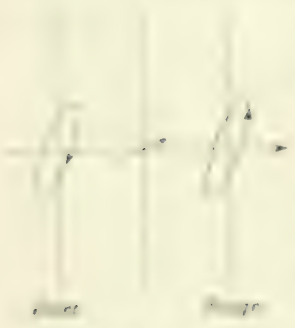
[illegible] — [illegible] 75° [illegible] Les composantes [illegible] Elles [illegible] dans la position symétrique par rapport au plan vertical: elles redeviennent [illegible] les composantes [illegible] Il résulte [illegible] de ce que la verticale n'est pas un axe de symétrie pour les vibrations [illegible]

[illegible] pour lequel les composantes [illegible] on obtient la direction du petit axe de l'ellipse. Le grand axe fait un [illegible] pour la verticale.

[illegible] Voici les résultats [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]



[illegible] les vibrations des composantes [illegible] du quadruplet D_1. L'inclinaison des vibrations rectilignes principalement absorbées [illegible] la plus [illegible]

[illegible] l'angle θ de la force magnétique avec le rayon visuel est aigu ou obtus d'après le sens des rotations sur les ellipses composantes extérieures. Si θ est obtus le sens est celui qui indique le H_{max} I. La composante vers le violet correspondant à l'ellipse décrite dans le sens des aiguilles d'une montre; c'est l'inverse si θ est aigu. L. Dunoyer.

Effets Zeeman longitudinal et vertical observés sur les lignes D du sodium et la raie verte du mercure — Nagaoka H. (*Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.*, 5 (1910), 272-278). — La raie D_1 donne un quadruplet, D_2 un sextuplet quand on observe transversalement, et longitudinalement la première un doublet, la seconde un quadruplet. La raie verte du mercure donne dans le premier cas un nonuplet, dans le second un sextuplet. Si l'on applique la loi de Runge, que les variations dans la fréquence de la lumière dans le champ H sont des parties aliquotes de $\alpha = \frac{H_1}{\text{[illegible]}}$ la différence dans la fréquence pour l'effet transversal peut se représenter ainsi

$$D_1 \quad \frac{2}{3}\alpha \quad \frac{1}{3}\alpha$$

$$D_2 \quad \frac{1}{3}\alpha \quad \frac{2}{3}\alpha \quad \frac{4}{3}\alpha$$

$$H_2 = 0{,}641 \quad \alpha \quad \frac{1}{3} \quad \frac{2}{3} \quad \frac{4}{3} \quad \frac{8}{3}$$

On trouve pour $\frac{e}{m}$

Effet longitudinal

Avec D_1	$2\frac{e}{m}$	$1{,}762 \times 10^{7}$
	D_1	$2\frac{e}{m}$	$1{,}754 \times 10^{7}$
	—	$2\frac{e}{m}$	$1{,}776 \times 10^{7}$
	Moyenne		$1{,}7[illegible] \times 10^{7}$
Avec H_2 (0,641)		$2\frac{e}{m}$	$1{,}888 \times 10^{7}$
		$2\frac{e}{m}$	$1{,}697 \times 10^{7}$
		$2\frac{e}{m}$	$1{,}862 \times 10^{7}$
	Moyenne		$1{,}816 \times 10^{7}$

Effet transversal

Avec D_1	$D\frac{e}{m}$	$1{,}888 \times 10^{7}$
	—	$2\frac{e}{m}$	$1{,}7[illegible] \times 10^{7}$
	Moyenne		$1{,}790 \times 10^{7}$
Avec D_2		$D\frac{e}{m}$	$1{,}800 \times 10^{7}$
		$2\frac{e}{m}$	$1{,}798 \times 10^{7}$
		$3\frac{e}{m}$	$1{,}8[illegible] \times 10^{7}$
	Moyenne		$1{,}81[illegible] \times 10^{7}$
Avec H_2 (0,641)		$1\frac{e}{m}$	$1{,}8[illegible] \times 10^{7}$
		$2\frac{e}{m}$	$1{,}852 \times 10^{7}$

Avec Hg (5641) . . . $= 5,\frac{e}{m} = 1,662 \times 10^7$

— . . . $= 4,\frac{e}{m} = 1,825 \times 10^7$

Moyenne. . . $1,780 \times 10^7$

La moyenne totale est $\frac{e}{m} = 1,787 \times 10^7$.

Ed. Salles.

Sur un nouveau type de nonuplet. — Nagaoka (*Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.*, 5 (1910) 284-287). — On sait depuis longtemps que la décomposition de la raie 5769 du mercure dans un champ électrique se fait de façon anormale, d'autant plus que la valeur du rapport $\frac{e}{m}$ qu'on en déduit est bien plus grande que celle que donnent les expériences sur les rayons cathodiques. L'auteur étudie le nonuplet découvert, mais non étudié, par Lohmann à l'aide d'un champ magnétique puissant. L'appareil spectroscopique utilisé a été un spectroscope à échelon ayant un pouvoir séparateur de 450 000 pour $\lambda = 0,5\,\mu$; la distribution des raies dans le nonuplet s'examine avec précision en employant un tube à vide possédant un capillaire plat. L'examen dans cinq champs magnétiques variant de 18 000 à 28 000 gauss, a montré que la séparation des raies se fait pour chaque groupe de trois raies proportionnellement au champ et que l'intervalle entre elles est environ $\frac{1}{8}$ de la distance entre la raie principale et la première raie des deux autres groupes. La direction de la force électrique est parallèle au champ pour le groupe du milieu, perpendiculaire pour les deux autres. La loi de Runge se trouve applicable à la raie 5769, ce type de nonuplet est tel que les raies forment des multiples de $\frac{a}{8}$, a étant égal à $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$ et la différence entre le nombre de vibrations de ces raies peut se représenter par

$$0, \pm\frac{a}{8}, \pm\frac{8}{8}a, \pm\frac{9}{8}a, \pm\frac{10}{8}a.$$

Considérées comme appartenant à un triplet les lignes correspondent à $0, \pm\frac{9}{8}a$; pour calculer la valeur de $\frac{e}{m}$ en partant de celle obtenue en supposant que la raie est un triplet, il faut multiplier le chiffre trouvé par $\frac{8}{9}$, de sorte que l'on obtient :

OBSERVATEURS.	$\frac{e}{m}$ triplet	$\frac{e}{m}$ nonuplet
Lohmann .	$1,97 \times 10^7$	$1,75 \times 10^7$
Gmelin	$2,02 \times 10^7$	$1,80 \times 10^7$
Bacyer et Gehrcke.	$2,06 \times 10^7$	$1,85 \times 10^7$
Nagaoka	$2,06 \times 10^7$	$1,85 \times 10^7$

Ce qui est d'accord avec la même constante trouvée avec des mesures faites sur le nonuplet de la raie 5461 du mercure pour laquelle $\frac{e}{m} = 1,80 \times 10^7$.

L'auteur termine en montrant comment les différents types d'une classe de nonuplet dérivent d'un triplet normal.

Ed. Salles.

Différences dans les variations de fréquence observées dans l'effet Zeeman longitudinal et transversal. — Nagaoka et Takamine. (*Proc. Tokio Math. Phys. Soc.*, 5 (1910) 278-284). — Les auteurs concluent de leurs expériences que l'effet longitudinal est proportionnel à la force magnétisante, mais que l'effet transversal ne l'est généralement pas quand le champ est faible, mais dans ce cas $\frac{d(dl)}{dH}$ atteint une valeur asymptotique dans des champs de plusieurs milliers de gauss.

La valeur du rapport $\frac{e}{m}$ déduite de l'effet transversal est ordinairement plus faible que celle que l'on calcule en partant de l'effet longitudinal, mais la seconde méthode peut donner seule de bonnes valeurs de $\frac{e}{m}$ spécialement dans des champs faibles. Le tableau suivant donne les valeurs de $\frac{e}{m}$ trouvées pour la plupart à l'aide de l'effet longitudinal en utilisant diverses raies.

λ	$\frac{e}{m}$
6678 Hélium	$1,74 \times 10^7$
5876 Hélium	$1,70 \times 10^7$
5016 Hélium	$1,86 \times 10^7$
5855 Neon	$1,80 \times 10^7$
5015 Cuivre	$1,94 \times 10^7$
6276 Or	$1,60 \times 10^7$
5855 Or, composante extérieure.	$1,79 \times 10^7$
5835 Or, composante interne . .	$1,78 \times 10^7$
5892 Nickel.	$1,60 \times 10^7$

La moyenne est de $1,76 \times 10^7$ en accord avec les valeurs trouvées dans les expériences sur les rayons cathodiques ou dans celles de Becquerel.

Ed. Salles.

Radiations

L'action de la pression sur l'absorption du rayonnement infra-rouge par les gaz. — Bahr (E. v.) [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 585-597]. — Suite d'un mémoire déjà analysé ici (*Le Radium*, 7 (1910) 150). L'auteur étudie un certain nombre de nouveaux gaz : SO^2, HCl, NO^2, O^2, CH^4, CH^3OH. Une compression augmente l'absorption d'une masse donnée de gaz. Les courbes représentant l'absorption en fonction de la pression tendent vers une asymptote horizontale d'autant plus rapidement que le rayon moléculaire est plus grand, le rayon d'une molécule étant proportionnel à $\sqrt{\frac{m}{\eta}}$, m étant le poids moléculaire, η le coefficient de frottement intérieur. La compression fait également varier la nature des bandes d'absorption, probablement en élargissant les raies très fines dont celles-ci se composent.

E. Bacyer.

Études sur le spectre électrique dans le domaine des très courtes longueurs d'onde. — Merczyng (H.) (*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 1-16). — L'auteur détermine les indices d'un certain nombre de liquides pour des ondes électriques très courtes de longueur d'onde $\lambda = 4,5$ cm. En réalité, il mesure au lieu des indices, les pouvoirs réflecteurs R pour des vibrations

[illegible] formule de Fresnel :

$$\sqrt{R} = \frac{\sqrt{[illegible]} - [illegible]}{\sqrt{[illegible]} + [illegible]}$$

[illegible] réflexion sur deux miroirs sensiblement parallèles, analogues aux miroirs de Fresnel, donnent un système de franges d'interférences qu'on peut explorer à l'aide d'une pile thermo-électrique. On mesure le déplacement qu'il faut donner à l'un des miroirs, perpendiculairement à son plan pour passer, au point où se trouve la pile, d'un maximum à un minimum.

[illegible]

Wratten, à l'aide d'un spectrographe très lumineux et dispersif le spectre négatif de l'oxygène qui s'étend de $\lambda = 6425$ à $\lambda = 5196$ et se compose de quatre bandes. Il en donne une description complète, avec les longueurs d'ondes des différentes raies.

II. Pour obtenir le deuxième spectre de bandes qui se trouve dans l'extrême ultra-violet et a été découvert par Schumann, M. Steubing se sert de deux modèles de tubes munis de fenêtres de fluorine ou de quartz; l'un est un tube de Plucker à vision en bout, qui permet d'étudier la colonne positive; l'autre analogue aux tubes à rayons canaux, permet d'observer la lumière émise par la gaine négative. Le spectrographe utilisé est à prisme de quartz. Comme le quartz absorbe les courtes longueurs d'ondes, il a fallu effectuer des poses de 5 à 40 heures. De plus, l'appareil étant plein d'air à la pression atmosphérique, il a été impossible d'étendre le domaine étudié au delà de $\lambda = 0\mu.185$. Le spectre se compose de cinq bandes dont les arêtes sont données par le tableau suivant :

I.	De 1851,2	à 1845,5	unités d'Angström.
II.	De 1848,0	à 1865,5	—
III.	De 1864,0	à 1881,7	—
IV.	De 1882,0	à 1899,[illegible]	—
V.	De 1900,0	à 1919,2	—

Chaque bande se compose de 11 raies. L'auteur a mesuré

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	—
[illegible]	1.8	[illegible]	[illegible]	—	[illegible]
[illegible]	[illegible]	5,51	5,51	10.8	[illegible]
[illegible]	[illegible]	5,50	6,29	[illegible]	[illegible]
[illegible]	2,5	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	5,26	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible] les longueurs d'ondes des différentes raies des séries III et IV.

Tout ce spectre peut également s'obtenir par effet de fluorescence, sous l'action de la lumière d'une lampe à mercure à parois très minces. Ce spectre de fluorescence est reproduit sur des clichés; lorsque la lampe à mercure est traversée par un faible courant, les bandes de fluorescence sont absolument nettes. Mais, si l'on augmente l'intensité du rayonnement excitateur, il se produit un [illegible] d'abord la raie de plus courte longueur d'onde qui s'efface; puis la bande [illegible] peu à peu [illegible] le rouge.

Le premier spectre de bandes ultra-violet, que l'on obtient facilement dans les flammes de carbures, est généralement [illegible] sur les centres lumineux qui émettraient les différents [illegible] de bandes.

Les hypothèses sont celles de la théorie des électrons de [illegible]

Sur la phosphorescence invisible. — Pauli (W. E.) [illegible] 14 [illegible] — [illegible] composition de sulfures phosphorescents, depuis [illegible] jusqu'à [illegible] [illegible] ultra-violet [illegible]

Sur la décomposition de l'ozone par la lumière ultra-violette. — Bahr (E. v.) [*Ann. d. Phys.*, 33 [illegible] — [illegible] la température [illegible] la pression [illegible] [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	1,2	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	200	400	700

[illegible]

Fluorescence et spectre de bandes de l'oxygène. — Mendelssohn (W.) [illegible] 33 [illegible] [illegible]

[illegible] l'auteur donne 5 chiffres significatifs pour $\lambda = 4,5$ cm., [illegible] [illegible] (rayonnement) de l'Institut de Radio- [illegible]

[illegible]

de Lenard. On emploie une méthode photographique. Pour l'ultra-violet on se sert de plaques Schleussner (pose 12 heures), pour l'infra-rouge de plaques sensibilisées à la cyanine jusque vers 950 μμ, pose atteignant 50 à 50 heures. Le spectre de comparaison est soit celui du zinc soit celui de la lampe Hefner.

Il y a une phosphorescence ultra-violette notable avec le calcium, moindre avec le strontium, nulle avec le baryum. Cette phosphorescence ne dépasse pas 500 μμ. Pourtant avec une excitation cathodique intense on observe parfois une phosphorescence momentanée s'étendant dans l'ultra-violet extrême.

La phosphorescence infra-rouge n'a été observée que dans 4 préparations. A cause de l'influence bien connue de l'infra-rouge sur la phosphorescence visible, la présence d'une phophorescence infra-rouge modifie et atténue la phosphorescence de la substance qui l'émet. L'auteur indique deux sulfures phosphorescents, dont l'un n'est phosphorescent que dans l'infra-rouge, l'autre que dans l'ultra-violet.

Léon Brock.

Ionisation

Vitesse des ions négatifs dans l'hydrogène à la pression atmosphérique.— Tyndall (A.-M.) (*Nature*, **84** (1910) 550-551). — Lorsqu'on détermine par la méthode du courant gazeux la vitesse des ions négatifs d'une décharge dans l'hydrogène pur et dans l'hydrogène impur à la pression atmosphérique, on constate que la présence de petites traces d'oxygène modifie considérablement cette vitesse[1], et que cette impureté n'a pas d'influence sur la vitesse de l'ion positif. On peut expliquer de deux manières différentes cette modification dans la vitesse de l'ion négatif, soit par la diminution considérable de la grandeur de l'ion négatif dans l'hydrogène pur, soit par la présence d'une décharge inverse.

Franck a montré récemment[2] que dans des gaz tels que l'argon et azote, les vitesses spécifiques de l'ion négatif obtenues par les rayons α augmentent rapidement lorsqu'on élimine les dernières traces d'oxygène; les ions positifs ne subissent alors aucune modification dans leur vitesse.

Il semble donc que les ions négatifs de la décharge dans l'hydrogène sont ou bien des corpuscules ou bien ont une dimension telle que la décharge inverse qui existe réellement n'empêche pas la détermination de leur vitesse spécifique vraie.

Gaston Dunoyer.

Forces agissant sur la surface d'une pointe qui se décharge dans l'air. — Chattock (A. P.) (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 266). — Un élément dS de surface d'un conducteur chargé est sujet à une force pondéromotrice dirigée selon la normale extérieure au conducteur et ayant pour valeur

$$P = \frac{1}{8\pi} E^2 dS = 2\pi\sigma^2 dS \qquad (1)$$

E étant le champ à la surface et σ la densité superficielle; ceci n'est vrai toutefois qu'à condition que le conducteur ne se décharge pas dans l'air; dans le cas contraire les ions formés modifient aussi bien le champ que la tension, et la formule (1) peut ne plus s'appliquer. Supposons une pointe A terminée par une demi-sphère et chargée positivement : s'il y a décharge, il se forme une couche ionisée AD très mince le long de la surface A, et la tension observée ne correspond plus au champ, pour deux raisons :

1) Les ions formés tendent à se déplacer dans des directions opposées et produisent une diminution de pression dans la région BC, ce qui est équivalent à une nouvelle ten-

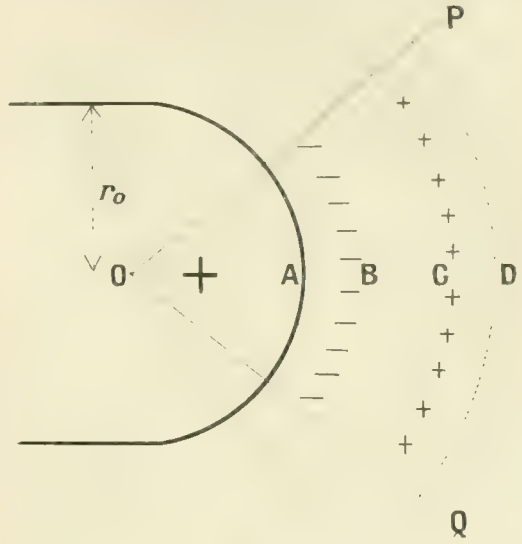


Fig. 1.

sion P′ exercée sur la surface A. Pour les ions négatifs (couche B) l'effet considéré se réduira à remplacer la densité superficielle σ qu'on aurait sans décharge, par $(\sigma - \rho)$, $-\rho$ étant la charge de la couche B par unité de surface. Pour les ions positifs (couche C) l'auteur suppose que les mouvement du gaz sont limités à un cone POQ d'angle solide Ω; en tenant compte d'expériences qui donnent E en fonction de r (distance comptée à partir du centre O) pour une pointe, il trouve alors que la force cherchée par unité de surface est à la tension électrostatique $2\pi\sigma^2$ dans le rapport

$$k = \frac{0{,}0055}{V\,\Omega\, r_0^{0{,}4}},$$

C étant la quantité d'électricité déchargée par la pointe dans l'unité de temps, V la mobilité des ions positifs en U.E.S. et r_0 le rayon de la demi sphère. En faisant le calcul, on trouve $k = 0{,}14$ à $0{,}19$ pour $r_0 = 0{,}004$ cm : c'est-à-dire que l'erreur commise sur E en le déduisant de la formule (1) est de 7 à 9 1/2 pour 100, ce qui d'ailleurs est du même ordre de grandeur que les erreurs des mesures.

2) Les ions négatifs étant plus denses en B qu'en C, il s'ensuit, dans le voisinage de la surface chargée, une densité électrique et par conséquent un champ qui se superpose au champ électrostatique; toutefois il ne correspond à aucune force pondéromotrice, ce qui fait qu'en calculant le champ total d'après la formule (1) on obtiendra des valeurs trop faibles; l'auteur montre que l'erreur introduite ainsi est certainement inférieure à 5 pour 100.

La seule force importante qui agisse sur la pointe chargée positivement est donc la tension électrostatique P, indépendante de la décharge; ceci est confirmé directement par une expérience où les tensions observées sont restées sensiblement constantes lorsque le courant de décharge C a varié entre 0 et 15 microampères.

Dans le cas d'une décharge négative la région ionisée s'étend à une distance beaucoup plus grande de la pointe, et l'angle solide Ω qu'elle occupe est bien plus petit. L'effet dû à la diminution de pression de gaz est probablement du

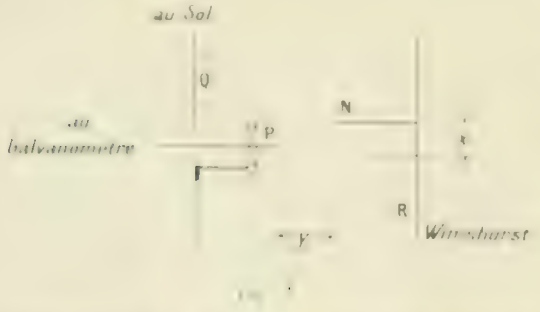
1. Chattock et Tyndall, *Phil. Mag.*, avril 1910.
2. Franck, *Verh. d. deutsch. phys. Gesell.*, **12** (1910) 291; *ibid.*, 295.

[illegible] que pour la pointe positive, sous l'effet du champ des ions [illegible] et le champ de E pour [illegible] pour [illegible] tante.

[illegible] d'une partie chargée négativement sur [illegible] chargée positivement et situé à proximité de la première. Une partie de ces ions négatifs arrivera sur la pointe positive en [illegible] une force qui sera analogue à [illegible] pour les ions positifs de la [illegible] chargée dans un sens opposé; [illegible] de l'ordre de 0,02. Le reste des ions négatifs produira un vent électrique qui affectera tous les conducteurs solidaires de la pointe et produira le même effet [illegible] à la pointe elle-même. Des expériences spéciales ont fait voir que cet effet ne dépasse [illegible] de la [illegible] P totale; il en est de même lorsqu'une pointe négative reçoit des ions positifs. Ainsi, dans ce cas comme dans les précédents, le gros du phénomène correspond toujours à la tension électrostatique.

L. Kolowrat.

Sur l'ionisation au voisinage d'une pointe qui se décharge dans l'air. — Chattock (A. P.) et Tyndall (A. M.). *Phil. Mag.*, 20 (1910), 277-290. — L'étude de la décharge d'une pointe P chargée, soumise à l'action d'ions du signe opposé qui viennent d'une autre pointe N voisine, reliée à une machine électrique. On détermine



[illegible] le courant de décharge, en observant un galvanomètre dont [illegible] la pointe P (laquelle est chargée par influence) et l'autre au sol, et 2° [illegible] pendue librement. Le mémoire qui vient d'être analysé [illegible] de calculer le [illegible]

$$E = \frac{[illegible]}{[illegible]}$$

[illegible] positifs restèrent sans effet; en même temps il apparaît une lueur, indice de l'ionisation qui a lieu. Enfin, si $E > E_{-}$, les ions positifs formés auront à leur tour la faculté d'ioniser l'air, et il s'établira une décharge positive ordinaire. Pour une pointe P négative, le raisonnement est analogue, sauf que le deuxième cas ne se présente plus.

Ces prévisions sont confirmées par la forme des courbes qu'on obtient en portant en abscisses le courant de décharge, et en ordonnées le champ E observé; il y a d'abord une partie qui monte rapidement (premier cas), puis une partie moyenne qui sert de transition, puis enfin une partie horizontale correspondant à la décharge lumineuse. On trouve cette forme des courbes aussi bien pour la décharge positive que pour celle négative. Pour des distances y trop faibles, le phénomène change de caractère; il n'y a plus de décharge normale, mais une série de petites étincelles.

La décharge devient lumineuse pour un point situé sur la partie moyenne de la courbe; si l'on mesure, pour une pointe P positive et pour des distances x variables, les champs E correspondant aux moments précis où commence la luminosité, on trouve que E reste constant jusqu'à $x = 0{,}6$ cm environ (cette valeur constante, 250 U.E.S. environ, est précisément E_{-}), puis augmente lorsque le débit d'ions « extérieurs » devient insuffisant, pour atteindre une limite maximum (400 U.E.S. environ) pour des distances x telles que les ions de N n'ont plus qu'une action négligeable sur P, qui se décharge alors comme si elle était seule. En faisant varier y au lieu de x, on a une courbe analogue, avec une première partie horizontale qui correspond à 240 U.E.S. et qui va jusqu'à $y = 4$ cm environ; mais pour $y = 1$ cm, la valeur de E correspondant à la luminosité baisse notablement au-dessous de celle qu'on a entre 1 cm et 4 cm; comme E ne peut pas être inférieur à E_{-}, on conclut que c'est la valeur E_{-} du champ minimum d'ionisation qui diminue lorsqu'on approche la source qui débite les ions extérieurs négatifs. Ceci peut s'expliquer en admettant que les ions formés à la surface de N n'atteignent pas d'un seul coup leurs dimensions définitives, mais grandissent peu à peu, ce qui fait qu'au voisinage de N ils demandent, pour pouvoir ioniser l'air, un champ E relativement plus faible; cette manière de voir est confirmée par des expériences précédentes des auteurs [v. *Le Radium*, 7 (1910) 215] ainsi que par celles de M. Franck. Une limite inférieure des valeurs de E_{-} doit probablement être atteinte lorsque la grosseur des ions est la plus petite possible, c'est-à-dire lorsqu'on a affaire à des corpuscules; il semble que cette limite ait pas été [illegible] 250 U.E.S.

On n'observe pas d'effets du même genre lorsque les signes de P et de N sont interchangés; les ions extérieurs positifs n'influent donc pas sur la décharge négative, si toutefois la pointe P est neuve. Lorsqu'une pointe négative a servi longtemps, elle demande toujours, pour un courant [illegible] plus grand et qui varie d'une façon irrégulière; ces deux particularités disparaissent lorsqu'on fait intervenir un débit suffisant d'ions extérieurs positifs. [illegible] surface vieillie ne laisse plus sortir les corpuscules négatifs quand elle est bombardée par les ions positifs présents normalement dans son voisinage; mais qu'elle commence subitement à les laisser sortir, dès que le nombre des ions positifs dépasse une certaine limite.

L. Kolowrat.

Décharge électrique aux très petites distances. — Hoffman (C.). *Phys. Z.*, 11 (1910), 361-36[illegible]. — L'auteur n'a obtenu de bonne stabilité qu'en employant un électro-aimant annulaire, muni d'une coupure dont les deux

bords portent la pointe et le plateau entre lesquels se fait la décharge. Un courant magnétisant assez faible pour ne pas donner de perturbations thermiques amène un rapprochement très lent et très régulier des surfaces en regard. En même temps les pièces polaires portent un système à anneaux de Newton permettant d'évaluer rigoureusement les distances à une faible fraction de longueur d'onde près. Tout l'appareil peut être mis dans une boîte close où l'on fait le vide.

Le passage de la décharge s'apprécie au moyen d'un électromètre Dolezalek très sensible. On opère par lectures croisées afin de s'assurer que le passage de la décharge n'a pas modifié la nature des surfaces. Cette précaution est essentielle. Même avec une électrode un peu arrondie on n'observe jamais une constance absolue du zéro (position de contact); avec une électrode à pointe fine le zéro varie d'une expérience à l'autre de plusieurs longueurs d'onde, par suite de la détérioration des surfaces, ce qui explique le grand désaccord entre les nombres de Earhardt, Kingsley et Hobbs.

Le potentiel explosif varie d'abord proportionnellement à la distance, et cela d'une façon différente pour différents métaux (acier, platine) et sous différents degrés de vide. L'ordre de grandeur des champs explosifs atteint des millions de volts par centimètre. C'est l'ordre des champs qui résultent des mesures de Richardson pour le voltage suffisant à expulser des corpuscules d'un métal chauffé lorsqu'on le divise par le diamètre moléculaire.

Incidemment l'auteur signale un électromètre très simple et très sensible dont il a tiré grand parti au cours de ces recherches. C'est une simple lame de mica platiné suspendue à un fil de quartz à 45° entre deux plateaux verticaux. Léon Brou.

Sur les différences qu'on observe dans l'effet photo-électrique suivant qu'il est produit par de la lumière incidente ou émergente. — Stuhlmann O. (*Phil. Mag.*, 20 (1910) 551). — Lorsqu'on fait traverser une lame métallique mince à un faisceau de rayons γ, Röntgen ou β, les deux côtés de la lame émettent chacun un rayonnement secondaire; mais on a observé récemment que l'ionisation due à ce rayonnement était plus grande du côté par où sortent les rayons primaires que de celui par où ils entrent. M. Bragg a vu en ceci un argument décisif contre la théorie généralement admise qui fait consister les rayons γ en pulsations d'éther; on sait que d'après M. Bragg les rayons γ sont de nature corpusculaire aussi bien que les rayons β.

L'auteur a cherché à voir si l'effet photoélectrique produit par le passage de la lumière à travers une couche de métal ne présentait pas une dissymétrie analogue, et il a trouvé que, lorsqu'un faisceau ultra-violet traverse une pellicule de platine très mince, l'ionisation produite du côté de la sortie est de 17 pour 100 plus élevée que du côté de l'incidence. La lumière se comporte donc de la même façon que les rayons γ ou Röntgen; mais le résultat obtenu ne signifie pas que la lumière soit un phénomène de nature corpusculaire, car il peut s'expliquer aussi au point de vue de la théorie ondulatoire, en considérant une espèce de pression de la lumière qui tendrait à mouvoir les électrons en avant, dans la direction du rayon. On conclut par analogie que la dissymétrie constatée pour les rayons γ ne fait non plus préjuger de leur nature.

L'expérience de M. Stuhlmann a consisté à faire passer un faisceau ultra-violet le long de l'axe commun de deux cylindres placés horizontalement bout à bout; au centre de chacun des cylindres, on avait suspendu, perpendiculairement au rayon, une lame de quartz d'un millimètre d'épaisseur, recouverte sur l'une de ses faces par une couche mince de platine obtenue par pulvérisation cathodique. Les lames étaient chargées à 200 volts, et les cylindres reliés à un électromètre; le courant dû à l'ionisation photoélectrique était mesuré à la manière habituelle. La lame A était toujours maintenue dans la position indiquée

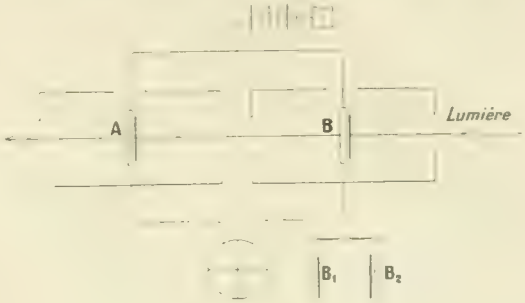


Fig. 1.

sur la figure, c'est-à-dire la couche métallique vers la droite; au contraire, le dépôt métallique de la lame B était tourné tantôt du côté de la lumière, tantôt du côté opposé. Dans le premier cas, l'ionisation (B_1) était due aux rayons incidents, et dans le second (B_2) aux rayons sortants. On comparait chaque fois l'ionisation du cylindre de droite à celle du cylindre de gauche, et on calculait le rapport $\frac{(B_2)}{(B_1)}$ entre les ionisations relatives aux deux positions de B. L'influence de l'absorption par le quartz était éliminée en employant des lames d'épaisseur différente; quant à l'effet de l'absorption par le métal lui-même, il ne peut être éliminé de cette façon, vu qu'on ne connaît pas l'épaisseur du dépôt; mais il est facile de voir qu'on obtient la mesure de cette absorption en prenant le rapport $\frac{(B_1)}{(A)}$, (A) étant l'ionisation en A; en effet, le logarithme de ce rapport est proportionnel à l'absorption cherchée. Si on compare les valeurs de $\frac{(B_2)}{(B_1)}$ relatives aux différentes valeurs de $\frac{(B_1)}{(A)}$, c'est-à-dire aux différentes épaisseurs du dépôt métallique, on constate que pour les épaisseurs relativement grandes on a $\frac{(B_2)}{(B_1)} < 1$, l'absorption par le métal intervenant encore d'une façon sensible; mais lorsqu'on diminue l'épaisseur, $\frac{(B_2)}{(B_1)}$ augmente, dépasse l'unité et tend ensuite vers une limite de 1,17 qui correspond à une couche infiniment mince; c'est donc que les rayons sortants ont un effet ionisant supérieur de 17 pour 100 à celui des rayons incidents. L. Kolowrat.

Sur la polarisation des rayons X et leur efficacité pour produire des rayons cathodiques rapides. — Vegard L. (*Proc. Roy. Soc.*, 83 (1910) 379-394). — Les présentes expériences ont eu principalement pour but : 1° de vérifier la polarisation du faisceau primaire de rayons X fourni par l'anticathode d'un tube de Röntgen ordinaire; 2° de préciser quelles peuvent être les propriétés, particulièrement au point de vue de la production de rayons cathodiques secondaires de grande vitesse, des deux espèces de rayons, les uns polarisés, les autres non polarisés dont on est conduit à admettre l'existence dans le faisceau de rayons X primaires.

Les figures 1, 2, 3 donnent l'ensemble et les détails du dispositif. Après avoir traversé trois diaphragmes dans des

[illegible] les rayons X primaires tombent [illegible]

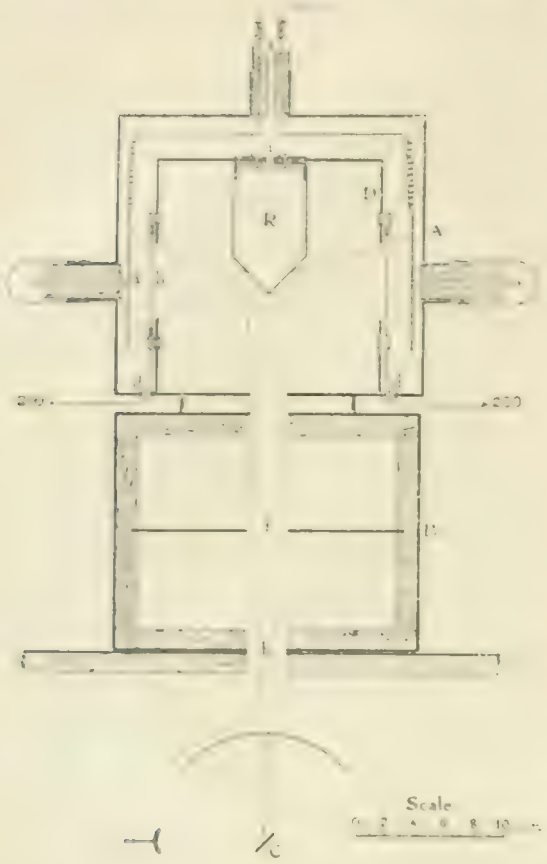


Fig. 3

[illegible]

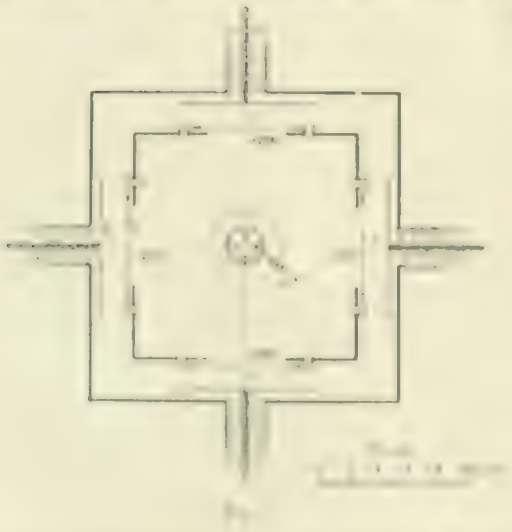


Fig. [illegible]

[illegible]

aux chambres d'ionisation, pendant que la feuille de l'électroscope E_2, reliée à une petite chambre d'ionisation D, exposée aux rayons primaires, subit un déplacement déterminé. La boîte A peut tourner autour d'un axe coïncidant avec celui des rayons primaires. C'est aussi l'axe du cône paraffine.

La polarisation est définie par le rapport de la différence à la somme des courants d'ionisation produits, avec un appareil parfaitement symétrique, par le faisceau secondaire perpendiculaire aux rayons cathodiques générateurs, et par

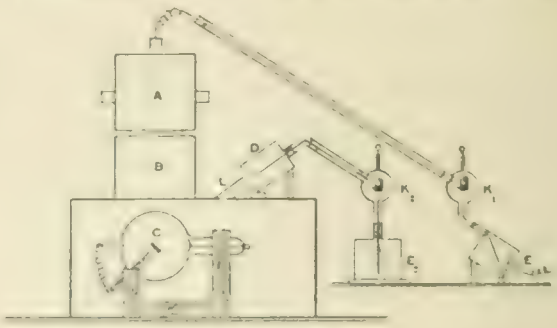


Fig. 5

le faisceau parallèle à ces rayons. On mesure d'abord le courant obtenu dans les deux chambres positives placées de manière à recevoir le rayonnement secondaire perpendiculaire aux rayons cathodiques générateurs ; on mesure ensuite le courant total obtenu quand les quatre chambres (deux positives et deux négatives) sont réunies à l'électroscope, puis on tourne la boîte A de 90° de manière à intervertir la position des chambres par rapport à la direction des rayons cathodiques ; et on mesure alors le courant total des quatre chambres, puis celui des deux chambres négatives. Les constantes caractéristiques des chambres s'éliminent dans le calcul de la polarisation, définie comme il vient d'être dit.

Pour distinguer les propriétés des deux faisceaux hypothétiques dans le faisceau primaire, on effectue la série des observations précédentes en employant comme fenêtres dans la boîte A, soit une feuille de papier mince recouverte d'un côté d'une feuille d'or et de l'autre d'une feuille d'aluminium, soit des feuilles minces d'aluminium recouvertes d'un seul côté de trois feuilles d'or. Le rapport de la polarisation obtenue avec les trois feuilles d'or à celle qu'on observe avec les fenêtres en papier est sensiblement égal au rapport des intensités des rayonnements cathodiques secondaires produits avec les fenêtres à triple feuille d'or par le faisceau primaire polarisé et par le faisceau primaire non polarisé.

Les résultats obtenus peuvent se résumer ainsi :

1° L'existence de la polarisation dans la radiation primaire est [illegible] La discussion de la méthode montre que les causes d'erreurs possibles sont [illegible] [illegible]

2° La [illegible] du faisceau entièrement polarisé paraît [illegible] grande [illegible] pour produire des rayons cathodiques [illegible] [illegible] et la partie non polarisée [illegible] [illegible] [illegible]

3° La différence des [illegible] est beaucoup plus grande que celle du faisceau non polarisé et la différence [illegible] [illegible] [illegible] [illegible]

4° [illegible] du faisceau primaire [illegible] [illegible] des rayons [illegible] [illegible]

son intensité à la moitié de sa valeur, on augmente légèrement la polarisation. L'efficacité de la partie polarisée pour produire des rayons cathodiques ne subit aucune modification observable, tandis que celle du faisceau non polarisé augmente.

Enfin l'auteur a également étudié l'effet de la variation de l'incidence des rayons cathodiques sur l'anticathode. Il a trouvé un léger accroissement de la polarisation avec l'incidence. Il conclut de ses expériences que la polarisation ne peut être attribuée à une distribution singulière de l'intensité dans le faisceau primaire. La discussion, à ce point de vue, nous paraît insuffisante ; la question se rattache d'ailleurs à ce qu'on veut entendre, d'une manière précise, par polarisation du faisceau primaire. L. Dunoyer.

Deuxième détermination de la vitesse des rayons Röntgen. — **Marx (E.)** (*Abhandl. der Math. Phys. Klasse der Kon. Sächs. Gesells. der Wissensch.*, **32** (1910) 81-159 et *Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 952-956). — Ce travail est le résumé très sommaire d'un long exposé d'ensemble publié *in extenso* dans les comptes rendus de l'Académie des sciences du royaume de Saxe (*Abh. d. K. S. Ges. d. Wiss.*, **32** (1910) 81-159). — Le lecteur a déjà trouvé ici[1] l'analyse du premier travail de Marx. Nous en rappellerons le principe, afin de permettre la comparaison avec le second. L'expérience est au fond une expérience d'interférences. Des oscillations électriques de grande fréquence, empruntées à la même source, alimentent à la fois un tube à rayons Röntgen et un tube à rayons secondaires. Ce dernier comporte une cathode émettant des rayons secondaires au moment où elle est frappée par les rayons X, et un cylindre de Faraday relié à un électromètre où sont recueillis les rayons secondaires. Si la cathode reçoit les rayons X dans un temps où sa phase est négative, l'émission secondaire a lieu. Si la cathode est dans la phase positive, l'émission est arrêtée. En écartant progressivement le tube à rayons secondaires de la source à rayons Röntgen, on doit donc voir à l'électromètre des maxima et des minima d'élongation se succédant chaque fois que le déplacement sera d'une longueur d'onde de l'oscillation utilisée. Comme dans une expérience d'interférences ordinaire, il est possible de compenser le déplacement du tube par un déplacement du pont qui règle l'oscillation électrique ; on crée ainsi, sur le tube secondaire, une différence de phase qui annule celle résultant de l'écartement. Si le déplacement du pont qui rétablit le maximum à l'électromètre est exactement la moitié de celui qui a été donné au tube, ce sera la preuve que la vitesse de propagation des rayons Röntgen est exactement égale à celle des ondes électriques le long d'un fil, c'est-à-dire à celle de la lumière.

Les premières expériences de M. Marx ont conduit effectivement à ce résultat. Mais de nombreuses objections ont été faites de différents côtés, portant principalement sur les deux points suivants : 1° Il n'est pas sûr que, dans un circuit complexe, parcouru par des oscillations de haute fréquence, on ait pu éviter au lieu même où se fait la mesure, c'est-à-dire dans le tube secondaire, des oscillations parasites pouvant superposer leur période à celle de la décharge secondaire. 2° Le tube secondaire n'est pas entièrement vide, la pression qu'on y laisse subsister est réglée par la dureté des rayons X disponibles, et les phénomènes d'ionisation par choc rendent peu acceptable le mécanisme simple esquissé plus haut.

M. Marx a repris ses déterminations en modifiant un peu la méthode. Le vide dans le tube secondaire est extrêmement poussé (ordre de 10^{-5} mm.). De plus, le phénomène qui sert d'indicateur à la décharge n'est plus l'émission de rayons secondaires, c'est l'abaissement du potentiel explosif sous l'action des rayons X frappant la cathode. On gagne ainsi beaucoup en netteté, les maximums indiqués par l'électromètre sont très accentués et très réguliers.

La conclusion de M. Marx est la suivante : la vitesse de propagation des rayons Röntgen est égale à celle de la lumière, les erreurs expérimentales ne dépassent pas 5 pour 100. Léon Bloch.

[1] *Le Radium*, 5 (1908) 185-184.

Sur le rayonnement X secondaire homogène. — **Chapman (J. C.)** et **Piper (S. H.)** (*Phil. Mag.*, **19** (1910) 897). — Un métal frappé par des rayons Röntgen émet des rayons X secondaires de deux types : un rayonnement hétérogène, de même pénétrabilité que les rayons primaires, et un autre homogène, ayant un coefficient d'absorption caractéristique du métal frappé, et excité seulement par un faisceau primaire qui est plus pénétrant que le rayonnement secondaire lui-même. Il y a, en outre, une émission de particules négatives identiques à celles qu'on trouve dans les tubes à vide (rayons secondaires corpusculaires ou cathodiques).

On peut faire différentes hypothèses sur la nature du rayonnement secondaire homogène ; les auteurs se sont demandé s'il ne venait pas du bombardement des atomes du métal par les électrons négatifs dont il vient d'être question ; pour le voir, ils ont fait agir un faisceau de rayons Röntgen sur une lame d'un alliage formé par deux parts d'argent et une part de cuivre, et ils ont reçu les rayons secondaires sur un électroscope. On peut choisir un faisceau primaire d'une pénétrabilité telle qu'il excite les rayons secondaires du cuivre, mais n'excite pas ceux de l'argent ; si donc on fait tomber ce faisceau sur l'alliage, les électrons émis par le cuivre viendraient bombarder les atomes de l'argent, et un rayonnement caractéristique de l'argent devrait s'ajouter à celui du cuivre ; mais l'expérience a montré que tel n'était pas le cas, car le coefficient d'absorption des rayons secondaires émis par l'alliage était à peu de chose près le même que pour le cuivre.

En combinant ce résultat avec ceux d'autres expérimentateurs, les auteurs concluent que les rayons secondaires sont probablement produits à l'intérieur de l'atome qui émet l'électron, par suite du réarrangement des électrons restants. On aurait donc ici des vibrations d'électrons causées dans l'atome par le passage des rayons Röntgen, de même que les corps fluorescents émettent un rayonnement lorsqu'ils sont frappés par de la lumière. En raison de cette analogie, les auteurs ont essayé de voir si un métal exposé aux rayons Röntgen ne conservait pas sa propriété d'émettre des rayons secondaires quelque temps après l'exposition. Un cylindre de cuivre était animé d'une rotation rapide autour de son axe, et chaque point de sa surface était exposé à une ampoule à rayons Röntgen pendant une partie de son trajet ; en continuant à tourner, il venait passer devant un électroscope, et l'intervalle entre les deux moments pouvait être réduit à 1/5000 de seconde ; mais aucun effet de persistance n'a pu être observé.

L. Kolowrat.

Sur la production de particules cathodiques par un rayonnement Röntgen homogène, et sur leur absorption par l'hydrogène et par l'air. — **Beatty (R. T.)** (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 520). — L'auteur étudie les rayons secondaires corpusculaires (v. l'analyse précédente) qui sont produits (comme dans les expériences de M. Sadler (*Radium*, **7** (1910) 321), par un faisceau de rayons X secondaires homogènes. On faisait traverser une feuille d'argent à un tel faisceau, et l'on mesurait la pénétrabilité, dans l'air et dans l'hydrogène, des rayons corpu-

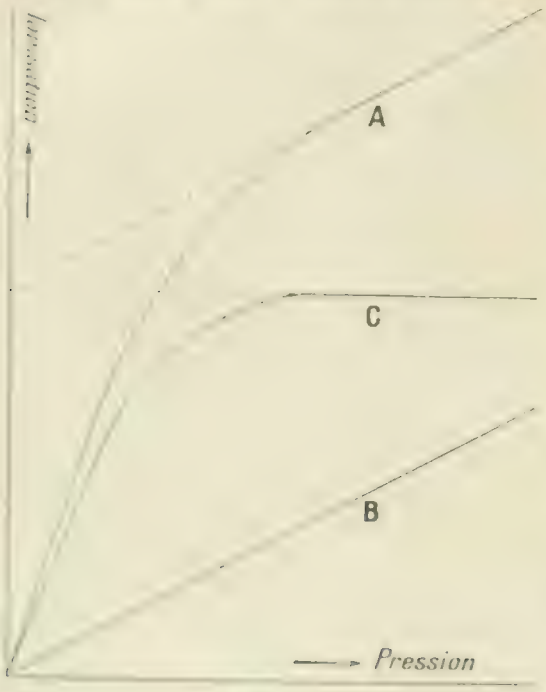


Fig. 1

[illegible]

[illegible] faible du rayonnement homogène employé. Or comme l'ionisation dans l'air peut être supposée proportionnelle à l'énergie absorbée, et que l'absorption dans l'argent est probablement proportionnelle à l'absorption dans l'air, il s'ensuit que c'est toujours une fraction constante du rayonnement homogène qui est employée à produire les particules cathodiques.

En comparant l'ionisation dans l'hydrogène avec celle relative à l'air et en tenant compte de la pénétrabilité différente, on trouve que le nombre d'ions produit par un ensemble de particules cathodiques dans l'hydrogène jusqu'au moment où elles sont complètement absorbées est égal à celui qu'on a pour l'air dans les mêmes conditions.

Dans le cas de l'hydrogène l'ionisation due aux rayons homogènes est tellement faible que les parties droites des courbes A étaient sensiblement horizontales : pour pouvoir mesurer cette ionisation il a fallu employer une forme spéciale d'électrode. Le rapport de l'ionisation dans l'air à celle dans l'hydrogène a été trouvé égal à 175 pour les rayons du Fe, du Cu, du Zn et de l'As ; il est de 25 pour le Sn.

Les rayons corpusculaires étudiés étaient ceux émis par la face postérieure de la feuille d'argent ; en fixant la feuille d'argent sur l'électrode, on a étendu les observations aux rayons émis par la face d'incidence, et l'on a trouvé que les coefficients d'absorption sont les mêmes, que les particules soient émises par la face avant ou arrière de la feuille traversée. L. Kolowrat.

Sur les cas typiques d'ionisation par les rayons X. — Barkla Ch. (*Phil. Mag.*, 20, 1910, 570-579). — L'auteur avait déjà montré dans une note préliminaire (analysée dans *Le Radium*, 7, 1910, 145) que toutes les substances se comportaient d'une façon analogue quant aux phénomènes qui accompagnent l'ionisation par les rayons X ; il donne maintenant en détail les résultats relatifs au gaz carbonique et au bromure d'éthyle. L'ionisation était produite par un faisceau de rayons X secondaires homogènes, de pénétrabilité variable entre des limites étendues, suivant le métal employé ; on a eu comme valeurs extrêmes de [illegible] est le coefficient d'absorption dans l'aluminium, déduit par la formule [illegible] ; est

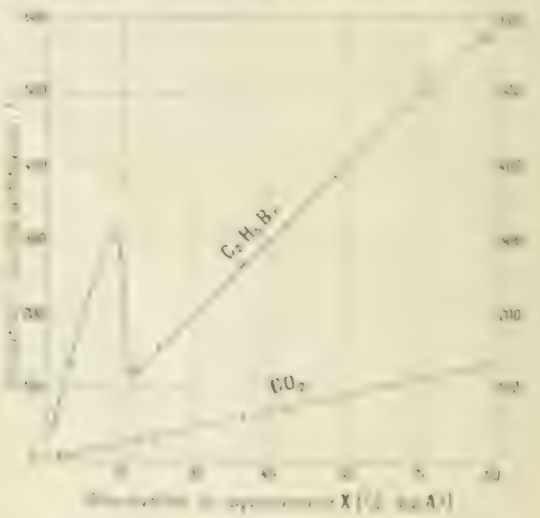


Fig. 1

[illegible]

couche mince de CO^2) est proportionnelle à celle dans l'air pour tout l'intervalle des pénétrabilités employées; comme l'ionisation dans l'air croît linéairement en fonction de λ/ρ, on peut en dire autant de l'ionisation dans CO_2. Quant au C_2H_5Br, il y a relation linéaire pour $\lambda/\rho = 17,4$; mais en passant par le point $\lambda/\rho = 17,4$ (c'est précisément la valeur de λ/ρ pour les rayons secondaires du Br) la courbe présente un crochet (voir figure I : la courbe type de ce phénomène a été désignée par III dans l'analyse citée). On obtient des courbes de même forme lorsqu'on considère, au lieu de l'ionisation, l'absorbabilité de la radiation dans le gaz étudié, ou encore l'intensité du rayonnement secondaire que le faisceau X donné produit en traversant le gaz.

Les mêmes phénomènes ont lieu par exemple pour le CH_3I lorsque λ/ρ prend la valeur qui correspond aux rayons caractéristiques de l'iode, ou pour le $SnCl_2$ lorsque λ/ρ est le coefficient relatif au Sn. D'une façon générale, on peut dire que tout élément chimique possède un certain nombre de rayonnements homogènes qui lui sont propres; il y a donc une espèce de spectre à raies caractéristique de chaque élément. Chacun de ces rayonnements est émis lorsque la substance est frappée par des rayons X plus pénétrants que lui-même. Supposons une substance dont l'élément considéré fasse partie, et soit λ_0 la valeur de λ qui définit une des raies du spectre en question; si l'on diminue graduellement λ (c'est-à-dire qu'on prenne des faisceaux de plus en plus pénétrants), les trois grandeurs considérées (intensité du rayonnement secondaire produit dans la substance; absorption des rayons X par la substance; ionisation que les rayons X provoquent dans la substance) vont diminuer proportionnellement à λ, jusqu'au moment où λ aura atteint la valeur λ_0; à ce moment, la substance commencera à émettre un nouveau rayonnement secondaire, et en même temps nos trois grandeurs subiront un accroissement qui sera généralement très considérable; λ diminuant encore, on finira de nouveau par avoir la proportionnalité, quoique avec un coefficient différent du premier. Il suffit donc de connaître la position des « raies » relatives à chacun des éléments chimiques qui composent une substance, pour pouvoir déterminer les variations que l'ionisation, l'absorption et le rayonnement secondaire subissent lorsqu'on fait varier la pénétrabilité du faisceau primaire. L. Kolowrat.

L'ionisation produite par pulvérisation du mercure. — Lonsdale (J.-J.) (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 464-474). — Les travaux antérieurs sur l'ionisation produite par pulvérisation des liquides ou barbotage de gaz dans des liquides ont été faits avec des liquides possédant des tensions de vapeurs considérables. Les résultats obtenus montrent que les ions produits ont une très faible mobilité (de quelques millimètres à un millième de millimètre par seconde dans un champ d'un volt par centimètre). La question se pose de savoir si ces mobilités très faibles sont dues à une condensation de vapeur sur les ions ou au fait que ces ions diffèrent vraiment de ceux obtenus par les rayons X. Pour la résoudre, l'auteur a fait un certain nombre d'expériences avec le mercure afin d'éviter les phénomènes de condensation. Il a de plus étudié différentes circonstances de production des ions par ce mécanisme.

Les résultats obtenus par l'auteur sont les suivants :

1° La pulvérisation du mercure sur une plaque de fer produit un grand excès des ions positifs sur les ions négatifs;

2° Un grand nombre de ces ions ont une très petite mobilité;

3° L'intensité de l'ionisation dépend de la nature de la surface sur laquelle la pulvérisation est produite;

4° Les courbes du courant en fonction du voltage pour les ions positifs présentent certaines particularités qui peuvent s'expliquer facilement en admettant la présence de doublets neutres décomposés par le champ ou par d'autres causes;

5° On observe les mêmes phénomènes avec les ions positifs obtenus à l'aide de phosphate d'aluminium et de chaux;

6° Les ions négatifs de ces trois sources ne présentent aucune particularité. Jean Saphores.

Ionisation et luminescence dans l'auréole de l'arc au mercure. — Matthies M.) (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 956-961). — Un arc au mercure horizontal du type Aron porte en son milieu un tube latéral formant cylindre volumineux. On constate que lorsque l'arc fonctionne il y a projection dans le cylindre latéral d'une colonne lumineuse très marquée qui paraît posséder toutes les propriétés d'un jet liquide ou gazeux. Aux basses pressions, cette auréole est séparée de l'arc par un espace obscur plus ou moins allongé. Il ne semble pas que l'auréole se compose de particules lumineuses échappées de l'arc.

On sait que la vapeur de mercure est isolante jusqu'au rouge sombre. M. Matthies a constaté qu'il en est de même de la vapeur d'iode ou de benzine même fluorescente. Tout au contraire, dans l'auréole décrite plus haut, la vapeur de mercure présente une conductibilité énorme, facile à mesurer à l'aide d'électrodes parasites. Cette conductibilité est due à des ions très mobiles des deux signes, ainsi qu'aux électrons libres. Elle est supprimée instantanément quand on éteint l'arc, tombant au-dessous de la fraction 10^{-7} de sa valeur en un temps certainement inférieur à 10^{-2}, probablement à 10^{-4} seconde. Ce résultat est à rapprocher de ceux de Pflüger sur l'absorption dans la vapeur de mercure et du fait bien connu que l'arc au mercure ne fonctionne pas sur le courant alternatif.

Un fait intéressant mis en évidence par M. Matthies est le suivant : Si l'on supprime la conductibilité dans une région de l'auréole au moyen d'un champ électrique intense, on supprime parallèlement la luminescence. Il semble que, dans ce cas, les centres qui transportent la lumière sont les mêmes que ceux qui transportent les charges électriques. Nous savons par les recherches de Wien et de Kœnigsberger qu'il n'en est pas toujours ainsi. Léon Bloch.

Conductibilité électrique des vapeurs salines. — Schmidt (G.C.) (*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 967-972). — L'auteur a étudié les effets d'ionisation obtenus en chauffant des sels de zinc et de cadmium. Les résultats, assez peu d'accord avec ceux de Garret et de Willows, montrent l'extrême complexité du phénomène. Léon Bloch.

Purification électrique et conductibilité électrique de l'anhydride sulfureux liquéfié. — Carvallo (J.) (*C. R.*, **151** (1910) 717-719). — Le passage d'un courant prolongé et sous haute tension dans de l'anhydride sulfureux liquéfié et privé d'air y produit une purification chimique qui se manifeste par une variation de la résistance spécifique du liquide. L'auteur a soumis une colonne d'anhydride sulfureux liquide pur privé d'eau et d'air à une tension de 2550 volts pendant 15 jours; en remplaçant cette tension par une tension variable on obtient pour chaque tension, au bout de quelques minutes, une valeur déterminée du courant; jusqu'à 100 volts ce courant suit la loi d'Ohm puis il croît moins vite; après 158 heures le courant est très voisin de sa valeur limite; si on établit

[illegible] G. Tissot.

Atomistique

Sur la forme de la molécule — **Kleeman (D.** [illegible] 20 [illegible] — [illegible]

$$[illegible] = \frac{[illegible]}{[illegible]} N \sigma_1$$

[illegible]

[illegible] molécule, c'est généralement cette valeur σ_1 que l'on prend comme diamètre de la molécule.

[illegible] et le présent travail a pour but d'indiquer une méthode [illegible] sur la forme de la molécule :

[illegible] molécule, mais celle-ci modifiée par le champ de force qui environne la molécule.

[illegible] sphère d'action de différentes molécules est une même [illegible]

De sorte que en supposant σ_1 connu pour différentes molécules [illegible]

Pour différents liquides l'auteur a fait ce calcul :

σ_1 se déduit de

$$[illegible]$$

[illegible]

c la vitesse de translation d'une molécule,

[illegible]

$$[illegible]$$

[illegible]

$$[illegible]$$

[illegible]

On obtient pour $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$, par un calcul analogue au précédent, des valeurs relatives que l'on peut comparer à des valeurs absolues approximatives obtenues ainsi :

L'auteur a montré que le diamètre d'un atome est proportionnel à $m^{\frac{1}{3}}$ et sa section transversale à $m^{\frac{2}{3}}$. La section transversale de la molécule, en supposant les atomes dans un même plan, sera proportionnelle à $\Sigma m^{\frac{2}{3}}$ et son rayon à $\sqrt{\Sigma m^{\frac{2}{3}}}$. Le volume de la molécule, d'après Traube, est proportionnel à Σm et par conséquent la longueur de l'axe perpendiculaire à la section circulaire est $\frac{\Sigma m^2}{\Sigma m^{\frac{4}{3}}}$ et le rapport des deux axes $\frac{(\Sigma m)^2}{\Sigma m^{\frac{4}{3}}}$.

Les nombres ainsi obtenus pour différents liquides sont entre eux très sensiblement comme les valeurs de $\frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ calculées tout d'abord. Par conséquent les atomes d'une molécule sont situés approximativement dans le même plan.

Dans une seconde partie, l'auteur recherche si la forme de la molécule change avec la température sans arriver à un résultat certain. **Jean Sarmones.**

Énergie potentielle des molécules et des électrons. — Sutherland W. [*Phil. Mag.*, 20 1910, 249-266]. — Dans ses articles précédents, l'auteur a fait voir la manière dont on pouvait rendre compte de la cohésion moléculaire en considérant uniquement des forces attractives entre les molécules; il étudie dans cet article les propriétés d'un modèle simple qui représente schématiquement la constitution de la matière et qui consiste en une molécule centrale entourée de six autres molécules disposées comme les faces d'un cube. Chacune des sept molécules est envisagée comme une sphère polarisée électriquement; elle est équivalente à un doublet électrique. Les axes des doublets sont orientés de telle façon que la molécule centrale puisse exercer des attractions sur toutes les six autres; ces attractions sont en raison inverse de la [illegible] exprimer, en fonction des moments et des distances mutuelles des molécules, un certain nombre de grandeurs physiques différentes, telles que la pression intérieure [illegible] gie d'accroissement de surface (tension superficielle) d'un liquide en contact avec le vide, avec un autre liquide ou [illegible] sont mélangés entre eux. Enfin, l'auteur donne une interprétation [illegible] chaleur latente intérieure de vaporisation d'un liquide donné est, à chaque température, proportionnelle à la différence [illegible] ment que dans les réactions chimiques, une partie de l'énergie mise en jeu consiste en l'énergie cinétique des [illegible] J. Kunstler.

Technique.

Dispositif de photographie directe des rayons canaux dans un gaz pur exempt d'hydrogène. **Kœnigsberger (J.)** [*Phys. Zeitschr.*, 11 (1910), 848-850].

Ce mémoire est surtout intéressant par les indications pratiques qu'il contient sur la manière d'éliminer l'hydrogène d'un tube à vide. Il convient pour cela de chauffer pendant une heure au rouge sombre les électrodes, ou au moins la partie de celles-ci qui peut être amenée à émettre des rayons cathodiques. Il faut éviter de faire passer la décharge quand le tube contient encore des traces d'hydrogène ou de vapeur d'eau. Cette précaution est moins importante une fois que le tube a été bien purgé d'hydrogène et qu'on se contente d'admettre d'une manière passagère un peu d'air humide, car l'absorption des gaz par les électrodes se fait assez lentement. Il convient aussi de chauffer longtemps dans le vide les parois de verre de l'ampoule, afin d'en chasser l'eau occluse; si l'on fait en même temps une condensation dans la neige carbonique on arrive à éliminer assez complètement la vapeur d'eau pour que le spectre de l'hydrogène disparaisse entièrement du spectre des rayons canaux. Comme lubréfiant ne fournissant presque pas d'hydrogène dans le vide, l'auteur recommande l'emploi de la gutta-percha évaporée à siccité dans la vaseline américaine; cette substance n'émet pas de vapeurs appréciables au-dessous de la température de 20°.

Avec ces précautions, l'auteur a pu photographier le spectre des rayons canaux dans différents gaz dépourvus d'hydrogène. Afin de réduire les effets de neutralisation partielle des rayons, il convient de produire les déviations électrique et magnétique au moyen de champs aussi courts que possible; la pression doit en général être plus faible dans la chambre d'observation que dans la chambre de production. On peut placer et enlever le papier photographique (papier Velox) sans détruire le vide dans l'appareil en utilisant un joint en caoutchouc. Le résultat des expériences sera publié ailleurs. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Prinzipien der Atomdynamik. I. Teil. Die Elektrischen Quanten, par **Stark (J.)** [1 vol., 135×210, 124 p., Hirzel, Leipzig (1910), 4 M.].

Ce fascicule est un exposé descriptif de la mécanique de l'électron suivi de développements extrêmement personnels sur la structure de l'atome et celle de l'énergie.

Léon Bloch.

Comete ed Elettroni, par **Righi (A.)** [1 vol., 155 × 255, 60 p., Zanichelli, Bologne (1910), 2,50].

C'est un discours inaugural prononcé le 22 juin 1910 dans la séance plénière de l'Académie des sciences de Bologne. Il a l'élégance et l'agrément de tout ce qu'écrit M. Righi. **Léon Bloch.**

L'absorption, par **Van Bemmelen (J. M.)** (Travaux sur les colloïdes et sur l'absorption, réunis et publiés par Wo. Ostwald). (1 vol. 15×23, de XII — 544 pages, avec portrait et nombreuses figures, Theodor Steinkopff, éd., Dresde, 1910. M. 12 br., 15,50 rel.)

C'est une très heureuse idée qu'a eue M. Wo. Ostwald de célébrer le 80e anniversaire de l'initiateur des études sur l'absorption, en réunissant en une publication ceux de ces travaux qui touchent à cette question et, par suite, à celle des colloïdes. Ce n'est pas que les 14 mémoires rassemblés dans ce volume fussent très dispersés dans des périodiques rares; sauf les 3 premiers, on peut les trouver tous dans la collection du *Z. f. anorg. Chemie*, entre 1895 et 1910; mais, outre la commodité très appréciable qui résulte, pour le lecteur, de leur réunion, cette publication présente l'avantage de bien mettre en valeur la magistrale contribution apportée par le savant hollandais à l'étude des colloïdes. Quelques légères retouches ou additions ont d'ailleurs été faites par l'auteur, et elles sont signalées.

Des recherches agronomiques sur la manière dont l'eau et les sels se fixent dans la terre végétale ont orienté au début les études de l'auteur. Aussi, est-ce toujours à l'état de gels que les colloïdes sont considérés dans ses travaux : il n'en a étudié qu'un petit nombre, mais quelques-uns d'une manière très minutieuse. A côté des hydroxydes minéraux et, en particulier, de l'hydroxyde ferrique, c'est surtout l'acide silicique qui occupe dans les mémoires de Van Bemmelen une place prépondérante. C'est à propos de ce corps qu'on y verra étudiés dans le plus grand détail la dessiccation et la reprise d'humidité du gel en fonction de la tension de la vapeur d'eau. En traçant les courbes de déshydratation et de réhydratation correspondantes, Van Bemmelen a mis en évidence ce point de transformation qui limite l'une des extrémités d'une région où la variation de la teneur en eau n'est pas absolument réversible, mais donne lieu à une sorte d'hystérèse. Il a montré que cette marche des phénomènes entraîne cette conséquence d'apparence paradoxale, mais expérimentalement possible à constater, que de l'eau peut passer (à l'état de vapeur) d'un gel plus pauvre à un autre de même nature, mais plus riche en liquide, placé dans la même enceinte, sous certaines conditions d'histoire antérieure de ces corps. Le point de transformation d'un gel qui se dessèche est en relation, d'une part avec une deuxième coagulation qui se fait dans les mailles du premier gel, fait caractérisé si le gel primitif est transparent par l'apparition d'une opalescence plus ou moins forte, et, d'autre part, avec un arrêt dans la contraction de la masse. Cet arrêt donne lieu, l'évaporation continuant, à la formation de cavités remplies d'air dans le gel peu élastique étudié. De ces phénomènes, Van Bemmelen fait une étude très serrée, je ne dis pas complète, car elle laisse place encore, de l'aveu de l'auteur, à bien des recherches; telle qu'elle est, elle nous montre déjà nettement comment se trouve représenté par leur structure ce « passé » des gels dont on se plaît souvent à signaler sous une forme mystérieuse l'influence sur leurs propriétés.

La manière continue dont l'eau est abandonnée ou reprise par les colloïdes exclut toute idée d'hydrate défini, et c'est un des résultats capitaux des recherches de Van Bemmelen d'avoir montré l'inexistence, en tant que corps chimiques, de tant d'hydrates complexes qui servaient à expliquer les résultats des analyses de gels. Au reste, on peut à l'eau substituer d'une manière également continue dans les gels des liquides assez divers qui y sont retenus avec une énergie comparable. Ce ne sont pas seulement les liquides purs, mais les substances en solution que les gels peuvent absorber et retenir : il s'établit entre le liquide surnageant et le gel un partage que l'auteur étudie; les électrolytes, en solution aqueuse, non seulement peuvent être retenus, mais souvent ils réagissent avec le gel, lui cèdent suivant sa nature, par exemple, leur acide ou leur base, emportent en revanche, mais non souvent en quantité équivalente, un des éléments du gel; bref, l'adsorption peut se compliquer de réactions chimiques. Les faits de cette nature observés par Van Bemmelen sont d'ailleurs beaucoup

[illegible] Van Bemmelen. On sait, d'autre part, le rôle important que l'adsorption joue dans l'explication des phénomènes de teinture, dans nombre [illegible]

Aussi l'ouvrage ici présenté nous semble-t-il avoir sa place marquée dans les laboratoires où l'on [illegible] aux colloïdes. Ce n'est pas que dans une telle collection de mémoires, on puisse espérer trouver rapidement, comme dans un ouvrage didactique, le renseignement précis que l'on désire, et cela même avec l'aide des tables : c'est un livre qu'il faut lire attentivement; dans les nombreux faits [illegible] très étendues de l'auteur lui permettent de les entourer, [illegible] à nouvelles recherches. Une biographie de l'auteur jusqu'à [illegible] portrait complètent cet intéressant livre jubilaire.

H. Mouton.

A History of the Theories of Aether and Electricity from the Age of Descartes to the Close of the 19 century, par Whittaker J. A., 1 vol. 15 × 23, 160 p., Longmann, Green et Co, éd., Londres, 8 sh.)

[illegible] Fitz-Gerald, Poynting, etc., ainsi que J. J. Thomson, H. A. [illegible]

[illegible] important que la relation entre l'électricité et le magnétisme. La théorie moderne de l'électricité a pour base les lois régissant cette relation, et peu des applications pratiques actuelles de l'électricité eussent été possibles, si cette relation n'avait été découverte. Dans la plupart des traités et des livres, on a l'impression qu'Œrsted, dont les brillantes expériences furent accomplies en 1819-1820, a été le premier à observer une relation de cette nature; alors que l'idée d'une dépendance des actions de l'électricité et du magnétisme était déjà dans l'esprit des physiciens depuis quelques années; la propriété de la foudre de rendre l'acier magnétique avait été observée en Angleterre, dès l'année 1751 (p. 84), et Franklin avait [illegible] d'aiguilles d'acier en les faisant traverser par la décharge d'une batterie de bouteilles de Leyde.

La forme des équations représentant la théorie de Maxwell pour les corps au repos, adoptée par Heaviside et Hertz leur est quelquefois attribuée. Nous trouvons, cependant (p. 285), que cette forme parmi d'autres a été originellement donnée par Maxwell lui-même plusieurs années avant la publication de son traité en 1875.

Le livre que nous analysons actuellement contient beaucoup de faits intéressants concernant les grands physiciens. Par exemple, nous apprenons qu'Helmholtz n'avait que 26 ans quand il lut son fameux mémoire sur la « Conservation de la Force » [illegible] à la *Physik. Gesellsch.*, et que la publication de ce mémoire lui fut refusée par les *Annales de Physik* (p. 241).

Ce livre, pour la majeure partie, est rédigé très clairement et la suite des idées y est excellente. Il y a, cependant, quelques passages obscurs : par exemple, celui qui est relatif à l'effet Hall.

Pour lire complètement les parties mathématiques de l'ouvrage, il est indispensable de connaître les équations différentielles et d'avoir quelque familiarité avec l'analyse vectorielle. Conformément à l'usage moderne les équations fondamentales sont écrites en équations vectorielles. Une grande partie de l'ouvrage, cependant, peut être lue avec profit et agrément sans avoir recours à l'analyse mathématique.

L'impression et le papier sont très bons : j'ai cependant noté quelques [illegible] « réflection » au lieu de « réfraction » et page 286, ligne 6 à partir du bas l'expression du courant de déplacement est incorrecte, etc.).

La partie du chapitre VI (relative à la conductibilité de l'électricité dans les gaz présentera beaucoup d'intérêt aux lecteurs du *Radium*. Comme l'ouvrage s'arrête à la fin du siècle dernier, il n'y a que les premières découvertes de la radioactivité qui soient mentionnées.

Une table des matières bien rédigée et un index sont adjoints à l'ouvrage; le tout constitue un livre à placer dans la bibliothèque de chacun. Il faut espérer que dans [illegible]

William Duane.

Optique appliquée, calcul des lentilles employées dans les appareils de précision par Pelletan A. [illegible]

Exposé simple des principaux phénomènes optiques qui conduisent à l'établissement des formules complètes des lentilles. Propriétés et emploi des lentilles dans les lunettes [illegible]

MÉMOIRES ORIGINAUX

Mesures sur le phénomène de Zeeman

Changements magnétiques des raies d'émission des corps à l'état gazeux

Par A. COTTON

[illegible]

J'ai été chargé de résumer les principaux résultats numériques des mesures faites jusqu'ici sur le phénomène de Zeeman (Spectres des gaz) pour le *Volume des Constantes* que prépare la *Société française de physique*. Il fallait nécessairement faire un choix parmi les données rassemblées dans les nombreux mémoires publiés sur cette question : les spectres étudiés sont déjà nombreux, quelques-uns comprennent un nombre considérable de raies dont on a fait l'étude patiente. J'ai surtout cherché à donner une idée de l'ensemble des résultats actuellement acquis : les uns sont relativement simples et mettent tout à fait hors de doute l'existence de relations numériques entre les phénomènes de Zeeman et les expériences faites sur les électrons, les autres présentent une complexité en apparence inextricable.

J'ai choisi, parmi les différents types de changements, les plus caractéristiques, ceux qui ont été soumis à des mesures, et spécialement ceux qui se retrouvent identiques (dans l'échelle des fréquences) pour plusieurs raies d'un même corps ou de corps différents. Je n'ai pas rassemblé les résultats sous la forme de tableaux numériques, mais sous la forme de figures : j'ai fait toutes ces figures à la même échelle de façon à ce qu'elles indiquent dans chaque cas la grandeur du changement magnétique dans un champ connu. La précision des mesures, surtout celles des champs magnétiques, n'est en général pas supérieure à 1 pour 100; de telles figures peuvent par suite remplacer complètement des données numériques, et se prêtent mieux que des tableaux à des comparaisons entre les divers types de changements.

Dans ce qui va suivre je reproduirai ces figures et leurs légendes, après avoir donné des indications sur la façon dont on peut les utiliser. Mais j'ajouterai en outre des indications relatives à chacun des cas signalés, en indiquant ce qu'ils présentent d'intéressant, et en faisant quelques remarques complémentaires[1].

[1] J'ai [illegible] Comptes rendus de la Société française de physique, [illegible] 7 mai 1909 [illegible] 4, p. 55[illegible]).

Remarques sur les figures représentant les divers types de changements magnétiques.

Ces figures représentent dans chaque cas les diverses composantes magnétiques qui apparaissent lorsqu'on observe une raie normalement aux lignes de force du champ magnétique. Ces composantes sont alors polarisées rectilignement : les composantes formées par des vibrations de Fresnel perpendiculaires aux lignes de force sont représentées en traits pleins, celles formées par des vibrations parallèles aux lignes de forces en traits interrompus. (Il y a un petit nombre de cas où il y a coïncidence entre les deux sortes de composantes : dans ce cas la lumière correspondant à ces composantes n'est pas polarisée, ou bien est polarisée incomplètement.)

Lorsque l'observation est faite suivant les lignes de force du champ les composantes figurées en traits interrompus disparaissent complètement, les composantes en traits pleins persistent seules; elles correspondent alors à des vibrations circulaires, qui, d'un côté de la raie primitive, ont le sens des courants d'Ampère, et le sens opposé de l'autre côté. Les figures suffisent donc pour représenter complètement le phénomène de Zeeman dans les deux cas principaux d'observation (effet *transversal*, effet *longitudinal*) si l'on connaît de plus le *signe* de l'effet. On dit que l'effet Zeeman est *négatif*, lorsque les vibrations circulaires ayant le sens du courant d'Ampère sont, par rapport à la raie primitive, du côté du violet. Dans tous les cas de spectres d'*atomes*, lorsque l'observation longitudinale a été faite, c'est ce signe qui a été trouvé. On peut admettre que toutes les figures qui sont reproduites ici, sauf les deux dernières, se rapportent à ces spectres d'atomes. Les deux dernières correspondent au contraire à des spectres que l'on est conduit, par des raisons probantes, à attribuer à des molécules : comme on le sait, l'effet Zeeman peut alors avoir le signe *positif*.

On n'oubliera pas, en examinant ces figures, leur caractère schématique. On n'a pas tenu compte en

[illegible] des différentes composantes. Les mesures [illegible] diffèrent très peu [illegible] composantes [illegible] est même possible que, pour certaines des raies indiquées ici, l'emploi d'un champ plus intense et d'un spectroscope plus puissant permette plus tard de pousser plus loin [illegible] que les premières observations montraient, le plus souvent confondues, des composantes qui sont représentées ici nettement [illegible]

[illegible] *vraie grandeur* les écarts entre les composantes magnétiques [illegible] correspondent à une même valeur du champ. L'échelle adoptée pour les abscisses n'est pas celle des longueurs d'onde, mais celle des fréquences [illegible] proportionnelles aux *inverses* des longueurs d'onde. Cette considération des fréquences apporte ici, comme on sait, une simplification considérable, puisqu'une figure unique suffit pour représenter les changements éprouvés par un nombre considérable de raies dis- [illegible] (toujours très voisines), mais à la différence de leurs [illegible] donc en réalité ce qu'on verrait avec un appareil [illegible] proportionnelles aux fréquences, appareil qui sera, [illegible] pour l'étude du changement magnétique des raies spectrales [illegible] lement.

Les figures permettent de trouver la valeur de [illegible] pour un champ H [illegible] des raies bleues du zinc, représentées par les figures 4, 5, 6, est le même pour les trois (Runge et Paschen); sa valeur, d'après la mesure absolue que nous avons faite, P. Weiss et moi[1], du changement magnétique de cette raie est

$$\frac{\Delta\nu}{H} = 1{,}88 \quad 10^{-} \; [illegible]$$

[illegible] à quelques millièmes près : elle a été confirmée, indépendamment de toute théorie, par les mesures récentes[2]. Cette confirmation était nécessaire, car la valeur en question s'écartait notablement de la valeur alors admise. Je l'ai utilisée pour réduire les résultats que l'on trouve dans les différents mémoires, où le plus souvent on [illegible] des mesures du champ magnétique, et où on ne donne que des mesures relatives. C'est ainsi que l'on peut, partant de là, donner les valeurs des champs magnétiques utilisés par Runge et Paschen dans leurs recherches dont il sera question plus loin, champs voisins respectivement de 25000 et de 50000 gauss. Il suffit, par exemple, que lors de l'étude d'un spectre on ait photographié en même temps, sinon les raies du zinc dont il s'agit, du moins l'une des raies étudiées par ces physiciens, pour que l'on puisse calculer les valeurs absolues des changements magnétiques.

On voit que [illegible] les composantes extrêmes des raies du zinc est le double de l'écart *normal* prévu par la théorie de Lorentz. Pour cette raison, dans les figures qui suivent, on a représenté à diverses places cet écart double de l'écart normal, et l'écart normal lui-même. Pour chacune des raies dont on voudra calculer la grandeur du changement magnétique, on mesurera successivement sur la figure dans une région voisine[3] l'écart double de l'écart normal, et l'écart entre les composantes mêmes de la raie étudiée. On en déduira aussitôt la différence des fréquences dans un champ connu, et par un calcul simple, la différence des longueurs d'onde.

Exemple d'application. — Proposons-nous de [illegible] H = 10000 gauss, la différence des longueurs d'onde des composantes latérales du quadruplet donné par la raie D_1 du sodium.

[illegible] $\frac{4}{3}$ de [illegible] normal. D'autre part, la longueur d'onde de cette

[illegible]

Cette échelle qu'on retrouve çà et là dans les figures représente [illegible] *normal* et le double de cet écart.

Fig. 1. — Fe. [illegible] 6498 [illegible] et donne pour [illegible] visible de l'hélium [illegible] par Lohnstein.

Fig. 2. — Fe. No 4890 D$_2$ [illegible] 7248 — V. 7281 — M. 2791 [illegible] 7934 K — Sc. 4077 — Br. [illegible]

Fig. 3. — Fe. No 4896 D [illegible] 7274 — V. 7285 — M. 2802 [illegible] 5969 H — Sc. 4214 — Br. 4054

Les types 2 et 3 [illegible] au sodium. Le résultat les [illegible] pour les raies qui [illegible] les séries formant le [illegible] de deux doublets et d'autres [illegible] Hauge et Dieterici. Ils représentent [illegible] obtenus par les [illegible] étant disposées en ordre inverse :

Exemples : n = 2 [illegible] 4454 — V. 4669 — V. 5962 — H. 5551 — M. 2956 [illegible] — Sc. 4700 — Br. 4900

n = 3 [illegible] 4584 — V. 4756 — V. 5961 — H. 5776 — M. 2928 [illegible] — Sc. 4162 — Br. 4525

Fig. 4. — Fe. Zn 4680 [illegible] Mg. 5183 [illegible] 6678 — H. 4067 — H. 2752 [illegible] — Sc. 5527

Fig. 5. — Fe. Zn 4722 [illegible] M. 4775 [illegible] 4800 — H. 4570 — H. 2805 — Sc. 5562

Fig. 6. — Fe. Zn 4810 [illegible] M. 4854 [illegible] 4986 — H. 4660 — H. 2754 — Sc. 5656

Les figures 4, 5, 6 représentent les [illegible] qui les [illegible] du groupe du zinc. Hauge et Dieterici.

Fig. 7. — Fe. M. 5826,5

Fig. 8. — Fe. M. 5852,4

Les figures 7, 8, 9 se rapportent aux [illegible] du magnésium étudiées par Mlle [illegible] les écarts sont en relation simple [illegible] composantes extrêmes [illegible] perpendiculaire au champ et dans la fig. 8 [illegible] composante vibrant horizontalement [illegible] raie primitive.

Fig. 9. — Fe. M. 5858,4

raie I est 5896 unités d'Angstrom (U. A. = 10^{-8} cm.). On a donc

$$\nu = 4\pi \frac{2}{3} = 1,88 \times 10^{-}$$

$$= 10 \times 5896 \quad 10^{-} \quad \frac{2}{3} \quad 1,88 \quad 10^{-}$$

$$\nu = 4,55 \; 10^{-} \text{ cm} = 0,455 \text{ U. A.}$$

Dans ce champ l'écart cherché est donc $\frac{1}{14}$ environ de la distance des deux raies D qui sont distantes d'à peu près 6 unités d'Angstrom.

[illegible] dans les figures [illegible] les longueurs d'onde avec cette unité, telles qu'elles sont données par les auteurs sans faire aucune correction.

On trouvera de même que, dans le même champ de 10 000 gauss, la distance entre les composantes extrêmes du triplet donné par la raie 4680 du zinc [illegible] 4 est 0,412 U. A; que celle des composantes extrêmes de la raie 4269 du wolfram que l'on trouvera chez Eder H. 25 est 0,75 U. A., etc. [illegible]

Examen des principaux types de changements magnétiques : I. Raies appartenant à des séries.

Les figures 1 à 15 se rapportent [illegible] que l'on a déjà, grâce aux relations trouvées entre les fréquences correspondantes, réussi à grouper en séries

[illegible] Kayser et Runge [illegible] considérant comme complètes à la vérité [illegible] que [illegible] du Bureau de Bochum et [illegible] de Thorn et Passchen. [illegible] [illegible] magnétique [illegible] dans [illegible] fréquences. [illegible] [illegible] 0,01 générale, bien que le nombre des raies étudiées dans [illegible] [illegible] que [illegible] à [illegible] connaissance : l'exemple le plus frappant me paraît être [illegible] par les [illegible] Edmund [illegible] par [illegible] de ces raies [illegible] du phénomène de Zeeman.

[illegible] représenté par la figure 1 [illegible] le phénomène de Zeeman paraît le plus simple. Il se [illegible] dans le champ magnétique par plusieurs physiciens : [illegible] par Lohmann [illegible] le plus [illegible] du spectre visible. Ces raies donnent des triplets purs identiques [illegible] de celui qui sépare les composantes extrêmes des raies bleues du zinc. Or l'écart moitié de celui trouvé pour le zinc [illegible] d'après la théorie élémentaire de Lorentz, si l'on admet pour le rapport de la charge à la masse d'un électron la valeur

[illegible] 10

[illegible] mais elle était inexacte : c'est la valeur déduite de la [illegible] pour le [illegible]

[illegible] matière

[illegible]

raies intenses telles que 5889 et 5187 qui appartiennent à la 2e série.

Les [illegible] « zéro-valents » ne se comportent pas aussi simplement que l'hélium. Certaines des raies du *Néon* ont donné à Lohmann, comme on le verra plus loin, des changements qui figurent parmi les plus compliqués. Cependant parmi ces raies (non encore sériées) on en trouve (5855 du néon, 5871 du krypton) qui paraissent donner ici encore le même triplet pur d'écart normal.

Les types de changements magnétiques représentés par les figures 2 à 6 se rapportent à des raies de séries qui donnent en général des changements plus compliqués que les triplets purs, mais qui ont ici encore des relations étroites avec l'écart normal. Ces résultats sont surtout le fruit des travaux de Runge et Paschen[1].

Séries principales doubles. — On a représenté en 5 les six composantes de la raine [illegible] D_1 des deux raies D du sodium, en 4 le quadruplet donné par l'autre raie D_2 [illegible]. Ces deux raies appartiennent, comme on sait, à une famille de doublets naturels semblables, dont la différence des fréquences décroît rapidement quand on avance vers l'ultra-violet et dont Wood a récemment trouvé des représentants [illegible] dans le spectre d'absorption ultra-violet de la vapeur de sodium. On l'appelle généralement série principale double des métaux alcalins ; il est plus correct de parler de *deux séries* principales [illegible] correspondant à D_1 et une série correspondant à D_2 : à chacune d'elles se rapportent les changements magnétiques [illegible].

Ces changements sont les mêmes, non seulement pour toutes les raies d'une même série d'un même corps, mais aussi quand on considère les séries correspondantes dans les spectres d'autres métaux. On retrouve en effet ces séries dans les spectres d'autres métaux alcalins et de métaux appartenant à la même colonne du tableau de Mendeleieff[2]. On a retrouvé le même type de changement magnétique, avec la même valeur des écarts, pour des doublets de l'argent et du [illegible] qui se comporte comme D_1. Mais pour d'autres corps aussi, n'appartenant pas à cette colonne du tableau de Mendeleieff, on retrouve des raies qui se comportent [illegible] [illegible] de Zeeman [illegible] [illegible]

[illegible]

bien connues du calcium au commencement de l'ultra-violet (H et K du spectre solaire), deux raies du strontium, deux raies du baryum, se comportent exactement comme les raies D et Purvis a signalé des raies du plomb et de l'antimoine qui donnent le quadruplet caractéristique de D_1.

Deuxièmes séries secondaires doubles. — Les métaux alcalins, et aussi l'aluminium, le thallium présentent, à côté de la série principale double, deux autres séries de doublets : l'une d'entre elles, la deuxième série secondaire double, présente des relations étroites avec la série principale, comme Rydberg l'avait montré il y a longtemps, mais, dans ces doublets (dont la différence des fréquences est cette fois constante), c'est la raie de la plus grande longueur d'onde qui est cette fois la plus intense. Or le phénomène de Zeeman pour ces raies est exactement le même que celui présenté par les raies D, sauf que inversement c'est la raie de la plus grande longueur d'onde qui se comporte maintenant comme D_1. On a déjà trouvé, en profitant de cette remarque, des doublets appartenant à ces séries dans les spectres de différents corps : Magnésium, Calcium, Strontium, Baryum[1].

Deuxièmes séries secondaires triples. — On retrouve les mêmes résultats généraux : identité des changements des raies correspondantes d'un même corps ou de corps différents — relations très simples avec l'écart normal, dans les raies formant les deuxièmes séries secondaires triples des métaux du groupe du zinc, appartenant à la troisième colonne du tableau de Mendeleieff[2]. Les trois séries distinctes que forment en réalité ces raies, auxquelles appartiennent notamment les trois raies bleues du zinc, les trois raies vertes du Magnésium, trois raies importantes du mercure, etc., ont été aussi appelées séries *étroites*, parce que les raies peuvent être obtenues très fines, quoique assez intenses : c'est sur ces raies que Runge et Paschen ont établi avec le plus de certitude les relations simples qu'ils ont signalées entre leurs changements magnétiques. Ce qui en outre facilite ici l'étude, c'est que les changements sont grands : ainsi les raies les moins réfrangibles dans chaque groupe naturel des trois raies donnent un triplet pur double de l'écart normal (fig. 4). Les composantes extérieures pour les deux autres raies présentent encore le même écart (fig. 5 et 6). Les figures montrent suffisamment quelles relations simples existent entre les écarts des diverses composantes ; il faut noter que les intensités des diverses composantes diffèrent systématiquement ; les composantes extérieures dans le cas de la figure 6 n'apparaissent même pas sur les clichés quand la pose est trop courte.

1. Kayser et Runge, *Handbuch der Spectroskopie*, II, p. 674.
2. Troisième colonne de Mendeleieff : Gl, *Mg*, Ca, *Zn*, Sr, *Cd*, Ba, Hg, Ra, *Hg*, Ra.

Premières séries secondaires triples. — Si, enfin, on examine les premières séries secondaires, également triples, des mêmes corps, qui ont été étudiées par Miller[1], on constate que les résultats sont moins simples. Les raies dont il s'agit sont diffuses, elles se trouvent souvent loin dans l'ultraviolet, enfin leur étude dans le champ magnétique est rendue souvent plus difficile par la présence des raies *satellites* plus faibles qui subissent elles aussi, dans le champ magnétique, des changements particuliers.

Le cas du magnésium est le seul où on n'ait pas observé ces raies satellites. Les changements magnétiques sont plus compliqués : il y a des coïncidences entre les deux sortes de composantes vibrant parallèlement et perpendiculairement aux lignes de force, de sorte que la lumière correspondante n'est pas polarisée complètement : pour une des trois raies, la composante centrale vibre perpendiculairement (figures 7, 8, 9). Mais ici encore il y a des relations simples entre les écarts et l'écart normal.

Au contraire les raies correspondantes du calcium, du zinc, du cadmium donnent, d'après Miller, des triplets *purs*, identiques pour les raies correspondantes (figures 10, 11, 12), mais qui ne présentent aucune relation simple avec l'écart normal[2].

Les raies du mercure appartenant à ces séries n'ont pas à ma connaissance été étudiées d'une façon complète : elles donnent en tout cas, de même que quelques-uns de leurs satellites (Miller), des changements plus compliqués dont un exemple curieux, se rapportant à la raie la moins réfrangible du groupe naturel de 3 raies, est figuré en 13 (la composante centrale est diffuse).

Pour ces raies formant les premières séries secondaires triples, on vérifie donc encore que les raies d'un même corps appartenant à une même série subissent le même changement magnétique, mais le travail de Miller montre que ces changements ne sont plus les mêmes pour les raies correspondantes de divers éléments voisins. Déjà, il est vrai, les spectres en dehors du champ magnétique présentent des différences, le nombre des raies satellites varie d'un métal à l'autre. On peut se demander si la classification des raies, qui a servi à Miller, est tout à fait correcte ; remarquer aussi que les résolutions magnétiques n'ont peut-être pas été complètes, que les raies en dehors

1. Miller, *Ann. de Phys.*, 24, 1907, 105.
2. On [illegible] pour les [illegible] 0,[illegible] 1,07 [illegible]
3. [illegible] cette [illegible] des [illegible] Mg [illegible] Ba [illegible] 1,06 [illegible] 1,07 [illegible] Les satellites [illegible] plus [illegible] propres.

[illegible]

[illegible] dans l'une seule de ces séries, ne peut contenir que les raies plus générales [illegible] aussi les relations simples avec le triplet normal, ne paraissent [illegible] les premières séries secondaires doubles ou triples.

II. *Raies n'appartenant pas à des séries (ou non encore sériées).*

[illegible] rattachées à des séries, même pour les éléments dont on a déjà essayé de débrouiller les spectres. D'après [illegible] du phénomène de Zeeman viendra faciliter ce travail de classification : en fait, on a déjà obtenu des résultats dans cette voie. Mais ces résultats sont encore [illegible]

[illegible] caractérisées par des différences constantes entre les [illegible]

[illegible]

Dans ce qui va suivre, quand je parlerai de raies [illegible]

[illegible]

purs d'écart normal. Cette erreur provenait de ce que le premier cas étudié a été celui des raies non sériées du mercure : Runge et Paschen[1] trouvaient que ces raies donnaient des triplets dont l'écart ne s'écartait pas [illegible] (d'ailleurs mal connue à cette époque). Ces savants remarquaient eux-mêmes pourtant que cette remarque n'était valable [illegible] 7 raies [illegible] et que les différences dépassaient les erreurs d'expérience.

Les recherches ultérieures ont montré qu'il ne fallait accorder aucun crédit à cette règle : c'est ainsi que, sur 29 triplets de l'osmium mesurés par Moore[2], 28 ont un écart supérieur à l'écart normal. En réalité les raies non sériées donnent en effet le plus souvent des triplets purs[3], mais dont l'écart varie dans de larges limites. Dans quelques cas on a mesuré un grand nombre de ces triplets : Moore a mesuré 410 triplets du zirconium, 800 triplets du thorium, Jack[4] 521 triplets du wolbram (tungstène) et 555 triplets de molybdène. Ces physiciens ont dressé des tableaux donnant, pour une valeur donnée du champ, les valeurs de $\frac{1}{2}$ [illegible] représente encore la différence des longueurs d'onde des composantes latérales.

Ces tableaux sont restés jusqu'ici à peu près inutilisés. Les auteurs [illegible] quelques écarts paraissant plus fréquents, puis quelques [illegible] Les Vo. 16 qui se rapportent aux trois raies violettes intenses caractéristiques du chrome[5]. Il y a dans le spectre ultra-violet de ce corps un autre triplet naturel formé lui [illegible] pas été sériées. Or, d'après Miller, les triplets magnétiques donnés par ces raies se retrouvent identiques pour les deux groupes. Les écarts de ces triplets

Fig. 10. — Fe (Z = 5782).

Fig. 11 — Fe (Z = 5709).

Fig. 12 — Fe (Z = 5572).

Les figures 10, 11, 12 [illegible] par Moore [illegible] tion simple avec l'écart du triplet normal.

Fig. 13. — Hg 2967,5. La [illegible] des changements [illegible] par Moore [illegible]

Fig. 14. — Cr 2[illegible] 5788,8.

Fig. 15 — Cr 427[illegible] 5695,6.

Fig. 16 — Cr 4289 [illegible] 5601,5.

Les [illegible] du chrome (Milier) pour lesquels on retrouve les mêmes modifications magnétiques. Triplets en relations assez simples avec l'écart normal.

Fig. 17 — Zinc [illegible] mesurées par Moore (v. p. 40).

Fig. 18 — [illegible] Moore [illegible]

sont en relation assez simple avec l'écart normal : celui du milieu a l'écart double, et les trois écarts sont entre eux comme 6, 8 et 7.

On peut ajouter que, parmi les raies du Molybdène étudiées par Jack, les trois raies 5798,4 5864,5 5905,1, qui forment un triplet naturel d'une disposition analogue, éprouvent approximativement les mêmes changements magnétiques que ces deux triplets violets et ultraviolets du chrome.

Mais ce sont là des faits isolés : dans leur ensemble, les résultats donnés par les spectres à raies nombreuses non sériées présentent une complexité paraissant décourageante : on peut se donner *a priori*, entre des limites écartées, une valeur quelconque pour l'écart, on trouve aussitôt dans le Tableau une ou plusieurs raies pour lesquelles l'écart a cette valeur à 1 pour cent près et cette erreur est inférieure à celle des mesures.

La seule remarque générale que l'on puisse faire est qu'il est extrêmement rare que l'on observe des triplets purs dont l'écart dépasse le *double* de la valeur normale. Il y a un si petit nombre d'exceptions que l'on peut se demander si elles ne proviennent pas d'erreurs accidentelles ou de résolutions incomplètes, et une vérification serait utile[1], d'autant que

[1] [illegible] 11 [illegible] 227 [illegible]

[illegible]

[illegible] 1908 [illegible] publiés à cette époque se répartissaient d'après leur grandeur [illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] correspondante je marquais un point pour chaque [illegible] se serrer davantage en certaines régions, ce qui prouve [illegible] autour d'un certain nombre de valeurs privilégiées. Pour représenter graphiquement cette répartition, on peut opérer de la façon suivante : on compte le nombre de [illegible] 70 et 80 par exemple, on en trouve 15, entre deux abscisses 120 et 130 on en trouve 55,5, etc. (les points situés sur les ordonnées limites seront comptés pour moitié). On [illegible] abscisse 125, etc..., courbe qui donne une idée de la façon dont les points sont répartis.

[illegible] 17 et 18 [illegible] ont obtenues : j'ai de plus divisé les valeurs trouvées [illegible] que j'ai admise pour le champ est 25 600. [illegible]

[illegible]

[illegible]

Il me semble donc qu'une telle étude pourrait peut-être conduire à quelques résultats intéressants. Elle comporterait moins d'incertitude si les auteurs s'occupaient avec plus de soin de la valeur des champs employés, et serait faite avec plus de fruit par les physiciens eux-mêmes qui n'ont pas reculé devant de semblables mesures qui exigent beaucoup de patience. Ils pourraient alors tenir compte des erreurs possibles commises lors des mesures des divers triplets : le procédé que j'ai adopté, faute de mieux, revient en somme à admettre pour tous les écarts la même erreur absolue. On pourrait alors voir si ces erreurs expliquent que l'on n'ait pas trouvé les valeurs privilégiées elles-mêmes[1].

La comparaison de spectres analogues, de métaux chimiquement voisins, serait intéressante à ce point de vue, si le domaine spectral étudié était aussi grand que possible.

Raies non successives donnant pas de triplets purs. — Beaucoup de raies que l'on n'a pas encore rattachées à des séries éprouvent des changements plus compliqués que le triplet pur, et souvent on observe encore des relations simples avec l'écart normal et des répétitions remarquables.

C'est ainsi que Moore a trouvé que deux raies de l'yttrium, du zirconium, une du baryum se comportent exactement de même dans le champ magnétique. La figure 19 représente leur changement : on voit que le doublet formé par les vibrations *parallèles* aux lignes de force a l'écart normal.

La figure 20 représente le changement remarquable, avec 4 composantes vibrant parallèlement au champ, d'une raie du titane signalée par Purvis[2]. Elle paraît avoir des relations simples avec l'écart normal si l'on tient compte que la valeur admise par Purvis pour le champ employé (59 980) est certainement beaucoup trop grande. C'est par comparaison avec des raies du zinc, du chrome, du manganèse étudiées par le même physicien que j'ai calculé le champ (50 000 environ) réellement utilisé.

La figure 21 donne un autre exemple de relations simples avec l'écart normal ; il se rapporte à deux raies du zirconium (Moore) : c'est un nouvel exemple du cas où c'est une composante vibrant perpendiculairement au champ qui occupe la place de la raie primitive.

[illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

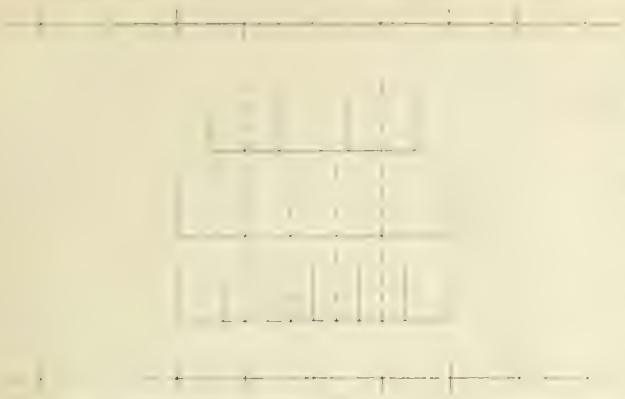


Fig. 19. — [illegible] 5496,8 et 5498,4. Zeeman [illegible] 4,00 S. [illegible] 4,67 S. Mesures [illegible] simples [illegible]

Fig. 20. — [illegible] 5242,05. Parallèles [illegible] [illegible] ne sont pas hors de doute.

Fig. 21. — Zeeman [illegible] 5272,1 et 5273,5. Mesures [illegible] lations simples avec l'écart normal.

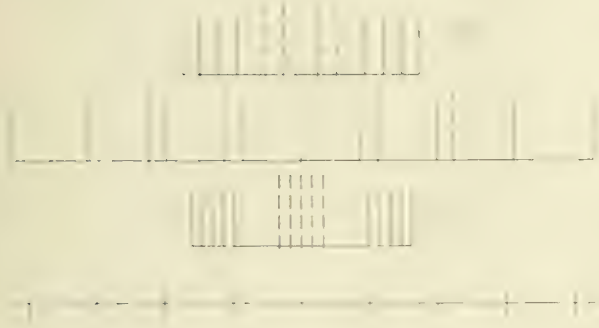


Fig. 22. Neon [illegible] 5175,28. [illegible] Exemple de raies [illegible] pant la place de la raie primitive.

Fig. 23. — Wolfram [illegible] 15 [illegible] [illegible]

Fig. 24. — Neon 6402,4. [illegible] Exemple [illegible] 15 [illegible] posantes.

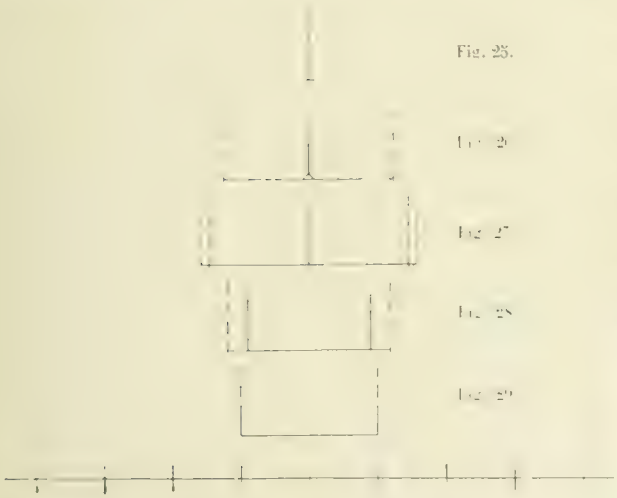


Fig. 25.

Fig. 26.

Fig. 27.

Fig. 28.

Fig. 29.

Fig. 25. — Fer 5567,4 et 5800,2. H. Becquerel et Deslandres, Reese, B. van Meurs). Raies du fer qui ne paraissent subir [illegible] d'autres raies du fer p. ex. 5454 (Dufour), de l'hydrogène (id.), du tungstène, p. ex. 5746,2 [illegible] (H. Becquerel et Deslandres, Purvis, etc.).

Fig. 26. — Fe 5587,11 (id.). Exemple de raie présentant l'*inversion* signalée d'abord par H. Becquerel et Deslandres. La composante centrale [illegible] est [illegible] Deslandres [illegible] 5888,9 [illegible] 6021,7 [illegible] dène (Jack) donnent qualitativement le même phénomène.

Fig. 27. — Fe 5865,75 (mêmes auteurs). A peu près le même type que le précédent, mais en plus deux composantes latérales très faibles. (Fe 5753,47 à peu près identique.)

Fig. 28. — [illegible] Dufour. [illegible] de spectres de molécules donnant un quadruplet. Le sens dans l'observation longitudinale est le sens habituel.

Fig. 29. — [illegible] 5615,6 et 6649,8 [illegible] 6240,8 et 6292,2 [illegible] Dufour. Autres de bandes de spectres [illegible] perpendiculairement [illegible] normal aussi bien pour des vibrations parallèles que pour des vibrations normales aux lignes de force : mais parallèlement au champ [illegible] trouvé pour les autres raies (effet Zeeman positif).

des composantes s'accroît. On a trouvé depuis des changements plus compliqués encore. La figure 25 représente d'après les données de Jack une raie du tungstène remarquable par la grandeur du changement dans l'échelle des fréquences. C'est à ma connaissance, parmi toutes les raies étudiées, celle pour laquelle ce changement est le plus grand. Cette raie présente aussi une autre particularité intéressante : les composantes latérales les plus écartées sont les plus intenses. Dufour a étudié cette raie parallèlement au champ : toutes les composantes qui vibraient perpendiculairement aux lignes de force se retrouvent avec les mêmes caractères, avec la polarisation circulaire habituelle.

Je pense inutile de donner d'autres exemples de ces modifications plus compliquées. Y a-t-il quelque loi qui les régisse? On a cherché d'abord si les distances (en fréquences) des diverses composantes à la raie primitive n'étaient pas en relation simple avec l'écart normal. On a cherché à représenter ces distances par des expressions de la forme [illegible] 2 [illegible] est l'écart normal, p et q des nombres entiers simples. Il y a en effet des cas assez nombreux où il en est ainsi; c'est ce que Runge[1] a remarqué le premier. Mais ceux qui ont cherché, coûte que coûte, à vérifier dans tous les cas, pour toutes les composantes ma-

[1] [illegible] *Phys. Zeitschr.* [illegible] 8 (1907), 252.

[illegible]

[illegible] fractions $\frac{1}{2}$ de la forme $\frac{n}{24}$ par exemple, il en résulte [illegible]

[illegible] dans le cas des spectres [illegible] les spectres [illegible] (type de Hg, Cd, Zn) [illegible] moins apparente, que les triplets purs.

Ritz[1] a été plus heureux en cherchant à représenter d'une autre manière, par des formules où figurent il est vrai deux constantes, les divers types plus ou moins compliqués. Les [illegible] des figures aurait pu suffire à en suggérer l'essai : [illegible] retrouve entre deux composantes vibrant dans la direction perpendiculaire. [illegible]

N_1 [illegible] (perpendiculaire au champ),

N_2 [illegible] (parallèlement au champ).

[illegible] nombres entiers sont effectivement très simples, ils [illegible]

[illegible]

[illegible] sont les leurs appelées [illegible], par dans tous ces cas l'écart d'une des composantes vibrant perpendiculairement au champ se trouve en rapport simple (aux erreurs possibles près) avec l'écart normal.

Quelle que soit l'opinion que l'on ait des vues théoriques de Ritz, les formules qu'il a données représentent d'une façon satisfaisante les décompositions magnétiques plus ou moins compliquées[1] des raies étudiées jusqu'ici.

Quelques cas remarquables. — Les trois figures suivantes se rapportent à des types de changements assez rares, mais présentant un intérêt particulier.

La figure 25 a pour but de rappeler que même dans le cas des spectres attribués aux atomes, un [illegible] sont [illegible] signalées comme tout [illegible] insensibles au champ magnétique (dans le spectre de [illegible] quelques autres métaux).

La figure 26 représente l'*inversion* remarquable trouvée par H. Becquerel et Deslandres[2]. Cette inversion, telle qu'ils l'avaient décrite d'abord, a été observée [illegible] par Fievez[3], et mesurée à nouveau par B. Van Meurs : il s'agit d'un triplet dans lequel la composante qui occupe la place de la raie primitive (en devenant seulement un peu diffuse) est formée par des vibrations perpendiculaires au champ. Une raie du tungstène, d'après Jack, présente le même type de changement et à peu près le même écart.

[illegible] du précédent par deux composantes latérales très faibles, signalé aussi par H. Becquerel et Deslandres, se rencontre aussi à diverses reprises (mais avec des valeurs différentes pour les écarts) dans le spectre de [illegible]

Spectres de bandes. — Les deux dernières figures 28 et 29 se rapportent à des corps gazeux donnant des spectres de bandes. On sait que les premières recherches sur ces spectres avaient donné un résultat négatif. C'est ainsi que H. Becquerel et Deslandres ont signalé que les raies formant les bandes résolubles du carbone (spectre de Swan), de l'azote [illegible] sont tout à fait insensibles au champ magnétique, alors que dans les mêmes conditions les raies de l'air,

[illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

[3] [illegible]

par exemple, étaient nettement divisées[1]. Ces résultats ont été confirmés depuis (recherches de Purvis sur le spectre de l'azote).

D'autres bandes, au contraire, ont été trouvées par Dufour sensibles au champ magnétique : celles que je prendrai ici comme exemples, parce que leurs changements magnétiques ont pu être mesurés avec quelque précision, sont celles des composés des halogènes avec les métaux alcalino-terreux : ces bandes sont dues à la *molécule* elle-même de ces composés, comme Mitscherlich l'avait montré, il y a longtemps, par des raisons tout à fait convaincantes.

Les figures 28 et 29 représentent les changements observés normalement au champ par les arêtes de ces bandes, les valeurs des écarts étant celles que Dufour[2] a mesurées récemment. Aucune de ces arêtes ne donne de composante occupant la place de la raie primitive : dans les cas représentés figure 28 on a des quadruplets ; l'effet Zeeman longitudinal a alors le sens habituel (effet négatif). Dans les cas correspondant à la figure 29 on a des doublets égaux pour les deux sortes de vibrations ; l'effet longitudinal est alors *positif*[3].

Comme l'a fait remarquer Dufour, l'écart correspondant est égal à l'écart normal, aux erreurs des mesures près. On peut ajouter que pour les quadruplets tels que celui représenté figure 28, la *moyenne* des écarts des deux sortes de doublets (vibrations parallèles et perpendiculaires aux lignes de force) a encore, d'après les nombres donnés par Dufour, à peu près cette même valeur. Au moins dans le cas de ces bandes, il y a donc, même pour ces spectres de molécules, des relations simples avec la valeur normale.

Conclusions. — L'ensemble des résultats relatifs à ces changements magnétiques des spectres d'émission des corps à l'état gazeux apparaîtra sans doute comme bien compliqué. Deux faits principaux cependant s'en dégagent, et montrent qu'il y aura profit à poursuivre ces mesures sur le phénomène de Zeeman[1] :

En premier lieu, des relations numériques précises existent entre les changements magnétiques de certaines au moins des raies spectrales, et les propriétés des électrons déduites de l'étude des phénomènes cathodiques. La théorie élémentaire de Lorentz, qui avait déjà fait prévoir le fait important de la polarisation des composants magnétiques, indiquait *a priori* l'existence de ces relations. Quel que soit le sort qui est réservé à cette théorie, elle aura eu le grand mérite d'établir une relation entre des phénomènes qui semblent au premier abord tout différents.

En second lieu, les résultats remarquables obtenus pour les raies appartenant à des séries et ceux, encore incomplets, obtenus parfois pour des raies non encore classées, montrent déjà que le phénomène de Zeeman, quand les mesures seront plus nombreuses encore, aidera certainement à débrouiller ce chaos formé par les spectres à raies nombreuses. Cette conclusion est valable, même si on ne réussit pas d'ici longtemps à donner une théorie d'ensemble tout à fait satisfaisante de ces phénomènes. Une théorie complète devrait, d'après ce qu'on a vu, rendre compte *à la fois* des changements magnétiques des raies, et des lois qui président à leur répartition dans le spectre.

Manuscrit reçu le 15 janvier 1911.

1. Ces changements des raies de l'arc n'ont pas été mesurés à ma connaissance.

2. Dufour, *Le Radium*, 5, 1908, 204. — Je rappelle que Dufour a trouvé également sensibles au champ des bandes du fluorure de strontium, de l'oxyde de fer, et des raies comprises dans le second spectre moléculaire non dissociée de l'hydrogène. Jean Becquerel a observé les changements des bandes 5790 et 6571 de l'Yttrium.

3. Dufour, *Ann. de Ch. et Ph.*, 21, 1910, 568.

4. Dans le cas des bandes dont il s'agit l'effet positif n'est observé, pas dans toute sa pureté : les composantes polarisées circulairement dans un sens sont accompagnées de composantes plus faibles, occupant le même place, polarisées en sens inverse. La lumière émise par une des composantes du doublet observé suivant les lignes de force n'est donc pas, dans ce cas, polarisée circulairement d'une façon complète : c'est l'analogue des quelques cas rencontrés plus haut où il y avait coïncidence entre deux composantes propagées des vibrations rectilignes à angle droit.

1. Les mesures sur le phénomène de Zeeman [illegible] l'intérêt de permettre un rapprochement entre les changements magnétiques des raies et leurs autres propriétés, telles que leur déplacement par la pression. A ce dernier point de vue il convient de signaler les mesures récentes de King sur le spectre du titane où les deux phénomènes ont été étudiés parallèlement [King, *Astroph. Journ.*, 30, 1909, 1].

D'autres travaux récents dont je n'ai pu rapporter ici les résultats sont ceux de Nyssova (*Proc. Tokyo*, 5, 1910, 277 et 287) [illegible] du *Radium*, 8, 1910, 20) [illegible] dans les champs intenses et uniformes, obtenus avec des pièces polaires sans trous, l'effet Zeeman a bien *exactement* la [illegible] vation transversale.

Isolement de rayons calorifiques de grande longueur d'onde à l'aide de lentilles de quartz

Par H. RUBENS et R. W. WOOD

[illegible]

Mais comme cette méthode exige l'emploi d'un spectromètre dans lequel il se produit une perte considérable [illegible] trop peu lumineux : en particulier, le rayonnement isolé disparaissait presque complètement lorsqu'on introduisait des épaisseurs notables de quartz sur le trajet des rayons.

La méthode qui va être exposée ici [illegible] défaut. Elle repose, comme l'ancien procédé, sur la réfraction sélective des rayons de grande longueur d'onde dans le quartz, mais la réfraction est [illegible] lentilles.

La figure 1 montre une coupe schématique de notre dispositif expérimental. La source A [illegible]

Fig. 1.

[illegible] lentilles biconvexes L_1 et L_2 ont pour les rayons lumineux une distance focale de 27,5 cm. Leur diamètre est de 7,5 cm, leur épaisseur de 0,5 cm. aux bords et de 0,8 cm. au milieu. Le diamètre des diaphragmes B et F est d'à peu près 15 mm. Les parties centrales des lentilles L_1 et L_2 sont recouvertes par des disques de papier noir (α_1 et α_2), de 25 mm. de diamètre. Un écran mobile D en verre permet d'interrompre à volonté l'arrivée des rayons de grande longueur d'onde au microradiomètre.

Le fonctionnement de ce dispositif est facile à comprendre.

La distance de la lentille L_1 aux écrans C et E est choisie de telle sorte, que seuls les rayons pour lesquels l'indice du quartz est voisin de la racine carrée de sa constante diélectrique peuvent donner une image nette du diaphragme B. Si l'on admet pour la constante diélectrique du quartz la valeur 4,6, on trouve pour l'indice de réfraction correspondant $n = 2,14$. Pour les rayons de faible longueur d'onde appartenant au spectre infra-rouge ordinaire et pour lesquels le quartz est encore transparent sous des épaisseurs de quelques millimètres, l'indice de réfraction varie entre [illegible]

Ces rayons forment donc, après leur passage au travers de L_1, un faisceau divergent qui est représenté sur la figure par des lignes ponctuées. La partie extérieure de ce faisceau est arrêtée par l'écran E, la partie interne par le disque α_1. Par conséquent, les rayons dont l'indice dans le quartz est très voisin de la racine carrée de la constante diélectrique, peuvent seuls passer à travers le diaphragme F. Ceci n'est cependant pas tout. [illegible] pours à la surface de la lentille L_1 une faible diffusion du rayonnement incident dont une petite fraction passe à travers F. Mais comme l'infra-rouge ordinaire est plusieurs milliers de fois plus intense que les rayons [illegible] relativement riche en rayons de grande longueur d'onde, il est absolument nécessaire d'arrêter le rayonnement diffus qui [illegible] de la lentille L_1. On y arrive d'une façon très complète en reproduisant une seconde fois le dispositif séparateur. C'est ainsi que la lentille L_2, recouverte au centre du disque de papier [illegible] mètre M que le rayonnement de grande longueur d'onde que l'on voulait isoler.

Pour ce qui concerne la disposition du microradiomètre, on consultera des travaux antérieurs[1]. Il suffit de dire ici qu'il était placé sous une cloche à vide, munie d'une fenêtre en quartz de 1 mm. d'épaisseur, afin de permettre aux rayons d'entrer dans le cône de l'instrument. On a augmenté un peu sa sensibilité en noircissant d'une façon plus parfaite la soudure soumise au rayonnement, de telle sorte qu'une bougie à deux mètres de distance donnait, malgré les pertes dues au quartz, une déviation de 700 mm.

Voici les avantages de cette méthode de séparation des rayons de grande longueur d'onde : on peut se servir de faisceaux d'ouverture très considérable (1 : 3,5) et, de plus, il ne se produit de pertes d'énergie que par réflexion à la surface du quartz et par absorption en leur intérieur. Ce dispositif est donc extraordinairement lumineux.

Par contre, surtout si on le compare à la méthode des rayons restants, il présente le désavantage que tous les rayons dont l'indice est voisin de 2,14 et qui peuvent traverser l'épaisseur de quartz intercalée sur leur trajet, arrivent jusqu'à l'instrument de mesure. Déjà pour $\lambda = 65\mu$ le quartz a un indice égal à 2,19 tendant vers la limite 2,14 à mesure que la longueur d'onde augmente[2]. On aura donc affaire à un rayonnement assez complexe, quoique du côté des courtes longueurs d'onde la limitation du domaine spectral isolé se fasse bien plutôt par l'absorption sélective du quartz, que par sa réfraction sélective. Pour des épaisseurs de l'ordre de celles que nous avons utilisées dans notre dispositif (1,7 cm. environ) l'absorption du quartz est encore extrêmement élevée pour les longueurs d'onde comprises entre 60 et 80 μ. Elle est par exemple de plus de 99 pour 100 pour les rayons restants de la sylvine (63 μ), encore environ 97,5 pour 100 pour ceux de KBr (82 μ), tandis qu'elle tombe à 17 pour 100 pour ceux de l'iodure de potassium (96 μ)[3]. Cette augmentation rapide de la transparence avec la longueur d'onde fait que la courbe d'énergie des rayons que nous avons isolés s'élève très rapidement du côté des courtes longueurs d'onde. De l'autre côté, la limitation du domaine spectral est due surtout à l'abaissement de la courbe d'énergie de la source. Si le bec Auer ne possède pas de propriétés sélectives dans la région du spectre qui entre en jeu ici, l'énergie qu'il émet doit diminuer comme $\frac{1}{\lambda^5}$, c'est-à-dire qu'une augmentation de 19 pour 100 de longueur d'onde doit réduire de moitié l'intensité. Mais en réalité, la courbe d'énergie s'abaisse bien plus lentement, car la transparence du quartz augmente très vite avec la longueur d'onde.

1. H. Schaefer, *Ann. d. Phys.*, 29 (1909) 1005. H. Rubens et H. Hollnagel, *Phil. Mag.*, 19 (1910) 564.

2. H. Rubens et E. F. Nichols, *Wied. Ann.*, 60 (1897) 418.

3. H. Rubens et H. Hollnagel, *Sitzber. der K. Preuss. Akad. Berlin*, janvier 1910, p. 26.

Dans ces conditions, on peut donc s'attendre à trouver un rayonnement à courbe d'énergie dissymétrique, dont le maximum est situé plus près des courtes longueurs d'onde que son centre de gravité, et qui s'étend à partir de 80 m. sur plus d'une octave.

Les résultats expérimentaux ont entièrement confirmé ces prévisions. Lorsqu'on levait l'écran mobile (D fig. 1) le microradiomètre déviait d'environ 40 millimètres. Il revenait au zéro lorsqu'on plaçait sur le trajet des rayons une lame de sel gemme de 5 millimètres d'épaisseur; par contre, l'introduction d'une lame de quartz de 4 millimètres ne diminuait la déviation que de moitié. Pour déterminer les longueurs d'onde du rayonnement isolé, et la distribution de l'énergie entre ces longueurs d'onde, nous nous sommes servis du même interféromètre à lames de quartz qui avait servi aux recherches sur les rayons restants du bromure et de l'iodure de potassium.

L'appareil I était placé au voisinage du diaphragme F (fig. 1). On en trouvera une description précise dans le mémoire déjà cité[1]. Il consiste essentiellement en une couche d'air plan-parallèle qui est limitée par deux lames de quartz planes, et dont on peut faire varier l'épaisseur d'une quantité mesurable. L'une des lames de quartz est fixée à un support immobile, l'autre au chariot d'une machine à diviser. Lorsqu'on introduit l'appareil sur le trajet des rayons, et qu'on fait grandir peu à peu l'épaisseur de la lame d'air à partir de la valeur zéro, les déviations du microradiomètre présentent des variations périodiques. Si l'on trace la courbe des déviations, observées en fonction des épaisseurs, on peut déduire de la position des maxima et des minima la longueur d'onde moyenne du rayonnement étudié. On obtient également des renseignements sur son homogénéité.

Comme il s'agit, dans les expériences qui sont décrites ici, de rayons de très grande longueur d'onde, pour lesquels le quartz est assez transparent, on a pu prendre, pour limiter la couche d'air plan-parallèle, des lames de quartz d'épaisseur notable, au lieu des lamelles extrêmement minces qui avaient servi auparavant. Cette modification présentait ici de grands avantages. Des expériences préliminaires avaient montré en effet que le rayonnement étudié ne présentait que très peu de maxima et de minima, par suite de sa faible homogénéité. Il était donc très important d'obtenir des résultats certains pour des épaisseurs extrêmement faibles de la lame d'air. Cette condition est bien plus facile à réaliser avec des lames de quartz épaisses, qu'avec des lamelles qui sont moins planes, et se déforment plus facilement. Les expériences que nous allons décrire ont été faites avec deux paires de lames de quartz, constituées l'une par des lames de 2,0 millimètres et l'autre par des

1. H. Rubens et H. Hollnagel, *loc. cit.*, p. 27.

[illegible] de 7.5 millimètres. [illegible] effet, nous avons fait tomber aussi normalement que [illegible] de verre inclinée à 45° sur le trajet des rayons, les franges d'interférence ainsi formées. Au début d'une [illegible] les lames aussi près que possible l'une de l'autre. Il était impossible, il est vrai, d'obtenir un contact parfait, mais il était facile de déterminer l'ordre d'interférence des franges dans la position initiale en amenant le centre des lames au contact par une légère pression, et en comptant le nombre des franges qui passaient lorsqu'on leur laissait reprendre leur position normale. On mesurait alors la déviation du microradiomètre. Puis [illegible] lumière jaune aient passé en un point déterminé de la lame d'air, ceci correspondait à un accroissement [illegible] veau l'énergie, reculait encore le plan de quartz mobile de 10 longueurs d'onde du sodium, et l'on continuait ainsi l'étude de la courbe d'interférence [illegible] tassent plus une netteté suffisante.

[illegible] de 7.5 millimètres. En abscisses sont portées les [illegible] millimètres les déviations du microradiomètre. La [illegible] valeur différente suivant l'ordre du maximum ou du [illegible] de mesures, la longueur d'onde diminue lorsque l'ordre d'interférence croît. Ce fait trouve son explication dans l'allure dissymétrique des courbes d'énergie. [illegible] les maxima et minima suivants donnent des valeurs [illegible] différent tant

que les rayons ne tombent pas normalement sur la lame d'air, mais que leur incidence moyenne est

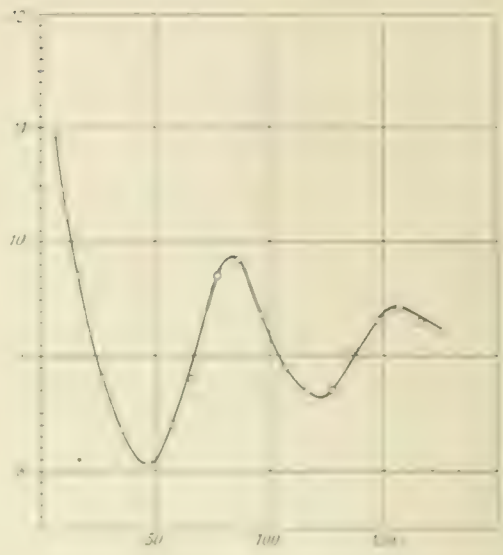


Fig. 2.

[illegible] on trouve des longueurs d'onde plus courtes 0,69.

On voit que chaque courbe donne, pour la longueur d'onde moyenne du complexe de rayons étudié, une

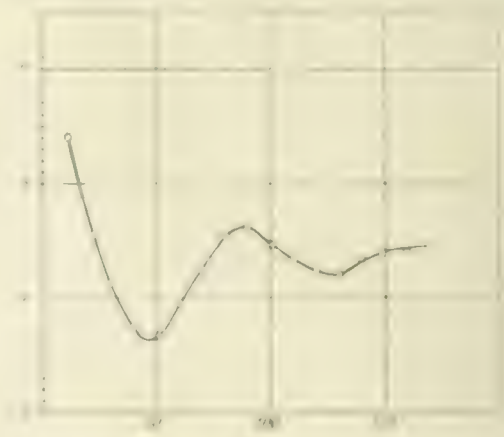


Fig. 3.

par la longueur d'onde de leur centre de gravité, que par la position de leur maximum et le degré de leur asymétrie. Cette différence est due au fait que les épaisseurs de quartz qui se trouvent sur le passage des rayons ne sont pas les mêmes dans les deux cas. Lorsqu'on utilise les lames de quartz les plus grosses, les rayons qui arrivent au microradiomètre ont effectué dans le quartz un trajet plus long, de 10,6 mm. qu'avec les autres lames[1]. Cette couche de quartz supplémentaire affaiblit les rayons de courte longueur d'onde bien plus que les autres, pour lesquels l'absorption dans le quartz est faible. La branche ascendante de la courbe d'énergie sera donc déplacée vers les grandes longueurs d'onde lorsqu'on augmente l'épaisseur du quartz, tandis que la branche descendante ne subit que de faibles modifications.

Afin d'obtenir une image de la distribution de l'énergie entre les longueurs d'onde isolées, nous n'avons pas pu nous servir de la méthode d'approximation qui avait été utilisée autrefois dans l'étude des rayons restants[2], car le rayonnement étudié ici est trop peu homogène. Nous avons donc été forcés

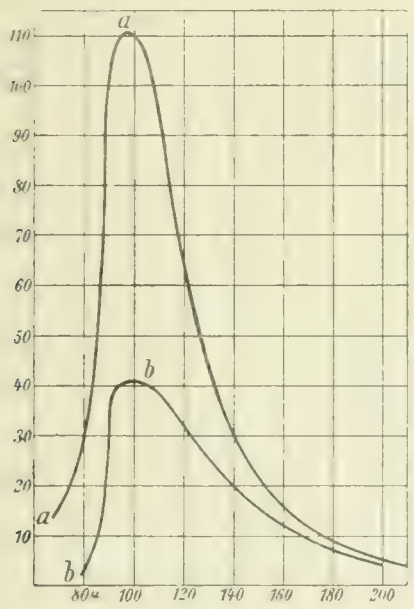


Fig. 4.

de tracer arbitrairement deux courbes d'énergie et de modifier leur forme jusqu'à ce qu'les courbes d'interférence correspondantes coïncident à peu près avec celles des figures 2 et 3. Étant donnée une courbe d'énergie, il est facile de tracer avec une approximation suffisante la courbe d'interférence correspondante, en divisant la courbe d'énergie en un assez grand nombre de bandes verticales dont chacune est constituée par un rayonnement à peu près homogène, on trace la courbe d'interférence relative à chacune de ces bandes et la superposition de toutes ces courbes donne la figure d'interférence du rayonnement total.

Les courbes *a* et *b* de la figure 4 représentent deux distributions d'énergie qui donneraient à peu près les courbes d'interférence des figures 3 et 4. Ces courbes d'énergie montrent nettement combien les faisceaux isolés dans les deux séries d'expériences étaient peu homogènes. Il serait cependant difficile de prétendre que ces courbes *a* et *b* représentent la vraie distribution de l'énergie dans les deux faisceaux, car, étant donné le peu de précision des expériences, le choix de la forme des courbes est encore un peu arbitraire.

Absorption et réflexion du rayonnement isolé.

Quoique le rayonnement isolé à l'aide de notre dispositif à lentilles de quartz s'étendît sur une région étendue du spectre, il nous parut intéressant d'étudier sur un certain nombre de substances l'absorption et la réflexion de ce complexe de rayons.

Nous ne possédons en effet encore aucun renseignement sur les propriétés de ces grandes longueurs d'onde, et nous n'avons aucun moyen d'effectuer dans ce domaine spectral des mesures sur des rayons homogènes.

Pour commencer, nous avons déterminé la transparence de quelques corps solides. Après avoir éloigné l'interféromètre, nous avons placé les substances étudiées, sous forme de lames plan-parallèles, au voisinage du diaphragme F (fig. 1). En outre, une lame de quartz de 4 mm. d'épaisseur se trouvait constamment sur le trajet des rayons. Ceci était nécessaire, car, ainsi que nous l'avons vu, la longueur d'onde moyenne et la courbe d'énergie du rayonnement dépendent de l'épaisseur de quartz traversée. Il a donc fallu remplacer l'absorption des deux lames de l'interféromètre, qui avaient 2 mm. d'épaisseur chacune, par celle d'une lame auxiliaire.

Le tableau suivant contient les résultats des observations. Il n'a pas été fait de correction relative à la réflexion sur les surfaces des lames étudiées. On pouvait prévoir que la paraffine, l'ébonite et le quartz seraient transparents même en couches assez épaisses. La grande transparence du diamant est remarquable. Il se réfléchissait environ 50 pour 100 de l'énergie incidente sur les surfaces de la lame étudiée, et une partie notable des rayons qui passaient ne pouvait pas arriver dans le microradiomètre, car la lame de diamant dont nous disposions était taillée un peu en coin et n'était pas tout à fait plane. Il est donc difficile d'affirmer qu'une épaisseur de diamant de cet ordre possède quelque absorption pour nos rayons. Un autre

1. Il a été fait en tout 8 séries qui ont donné des résultats concordants.

2. Le fait que les rayons qui [illegible] pas parallèles [illegible] rence, qui [illegible] homogène [illegible] rable.

Tableau I.

Substances.	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	62,6
[illegible]	5,85	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	0,59	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible] la transparence d'un sel gemme en [illegible]

[illegible] quartz pour un [illegible] dans la méthode [illegible] utilisée [illegible] de grande longueur d'onde, il nous a semblé intéressant de déterminer plus exactement la transparence de lames de quartz d'épaisseurs diverses pour le rayonnement étudié. L'expérience montra, comme on pouvait s'y attendre, que le coefficient d'absorption q, défini par la relation

$$\frac{D}{D'} = e^{-qx}$$

[illegible] D' représente ici la transparence de la lame de quartz, [illegible] par [illegible] sur surfaces. Le [illegible] D [illegible] D' [illegible] D [illegible] de l'équation précédente et q_1 obtenus en prenant la différence des épaisseurs de deux lames successives [illegible] rapport de leurs transparences. Il [illegible] que les q_1 doivent diminuer plus vite que les q.

[illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	0,105	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
11,66	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	22,6	[illegible]	[illegible]

[illegible]

quartz sur une lame de quartz de 4 mm. d'épaisseur. Dans ces conditions, la longueur d'onde moyenne du rayonnement est de 108 μ. A cette longueur d'onde correspond, d'après le tableau II, un coefficient d'absorption q_1 = 0,089, tandis que l'on avait obtenu pour les rayons restants de la sylvine (65 μ) 0,281, pour ceux du bromure de potassium (82 μ) 0,216, pour ceux de l'iodure de potassium (96 μ) 0,104 [1].

Nous avons observé par hasard que nos rayons de grande longueur d'onde passent notablement à travers le papier noir, et également un peu à travers le carton noir. Ceci nous amena à déterminer plus exactement la transparence d'un certain nombre de semblables matières pour nos rayons, ainsi que pour les rayons restants du sel gemme (52 μ), de la fluorine (26 μ) et de quelques longueurs d'onde plus courtes du spectre infra-rouge. Pour isoler les rayons infra-rouges de courte longueur d'onde nous nous sommes servis d'un spectromètre à miroirs muni d'un prisme de fluorine ou d'un prisme de sel gemme. Voici les substances étudiées.

1° Papier de soie noir de 0,025 mm. d'épaisseur, qui n'était pas encore tout à fait opaque (papier I du tableau III).

2° Gros papier noir opaque, servant à empaqueter les plaques photographiques : 0,11 mm. d'épaisseur (papier II du tableau).

3° Carton noir de 0,4 mm.

4° Couche de noir de fumée déposée sur une lame de mica mince à l'aide d'une bougie de stéarine. Cette couche est tout à fait opaque pour la lumière du soleil. Pour définir son épaisseur, disons qu'il se trouvait 1,8 mg. de noir [2] sur une surface de 10 cm². Pour éliminer l'influence de l'absorption du mica lui-même, on enleva la couche de noir sur une partie de la lame, et on compara les déviations obtenues en plaçant sur le trajet des rayons la partie claire et la partie noircie.

Les résultats de ces mesures sont reproduits sur le tableau III. Comme on le voit, les quatre substances présentent une transparence qui croît avec la longueur d'onde. C'est d'ailleurs ce qu'on pouvait prévoir d'après [illegible]

Remarquons l'absorption extraordinairement faible de la couche de noir de fumée pour les rayons de grande longueur d'onde. Nous avons [illegible] à préparer des [illegible] de fumée [illegible] plus de la moitié du rayonnement de grande longueur d'onde, mais elles s'effondraient [illegible] Nous avons [illegible] à chercher un noir plus efficace pour en couvrir la [illegible] [illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

Tableau III.

[illegible]	[illegible] en μ	Transparence p. pour 100			
		Papier I	Papier II	Carton	Noir de fumée
Issus [illegible]	2	0	0	0	0,5
	4	0,9	0	0	8,6
	6	1,7	0	0	16,0
	12	8,2	1,4	0	57,6
Rayons restants de la flamme	26	24,2	3,2	0	76,7
Rayons restants du sel gemme. . . .	52	46,0	15,1	0	91,3
Issus par les [illegible] de quartz	108	61,5	55,5	1,6	91,5

de fumée et de silicate de soude produit un noircissement bien meilleur que la couche de noir utilisée auparavant; la sensibilité de notre radiomicromètre pour les longueurs d'onde fut ainsi doublée.

Pour étudier la transparence de quelques liquides et de leurs vapeurs pour nos rayons, nous nous sommes servis de plusieurs vases à absorption, munis de fenêtres de quartz. Pour les liquides, les récipients étaient constitués par un anneau de plomb de 0,158 mm d'épaisseur, ou en un anneau de verre de 1 mm, contre lesquels on pressait deux lames de quartz de 2 mm. Les vapeurs ont été étudiées dans un tube de laiton de 20 cm de long et 6 cm de diamètre, muni de deux tubes abducteurs latéraux et fermé aux deux bouts par des lames de quartz de 2 mm. fixées par un mastiquage étanche. Pour introduire dans ce tube la vapeur à examiner, on y faisait passer un faible courant continu d'air sec qui avait barboté à travers deux flacons laveurs remplis du liquide correspondant. On mesurait la transparence de la vapeur saturante en prenant le rapport des déviations obtenues quand le tube était rempli de vapeur saturée et d'air sec. On déterminait la température de la vapeur.

Pour étudier l'absorption de l'eau liquide, on n'a pas pu se servir du récipient décrit plus haut, car l'eau est déjà opaque sur une épaisseur de 0,158 mm. C'est pourquoi on a introduit l'interféromètre sur le trajet des rayons et placé une goutte d'eau entre les deux lames de quartz que l'on a rapproché jusqu'à ce que la couche d'eau prît une épaisseur permettant la mesure d'absorption. Cette épaisseur était mesurée optiquement.

Pour déterminer l'absorption de la vapeur d'eau, nous avons pris un deuxième tube de 40 cm de long et 9 cm de large, dont les extrémités étaient ouvertes et que l'on pouvait chauffer électriquement de manière à maintenir sa température vers 150°[1]. A l'aide d'un tube adducteur latéral on pouvait y introduire de la vapeur d'eau à 100° et sous la pression atmosphérique. Cette vapeur était surchauffée dans le tube à absorption et ne formait aucun nuage sur le trajet des rayons.

On trouvera les transparences des liquides et des vapeurs étudiés dans les tableaux IV et V. Les valeurs obtenues pour les liquides sont toutes un peu trop élevées, car l'introduction du liquide dans le vase à absorption diminue le pouvoir réflecteur des surfaces internes des lames de quartz. Si l'on ne connaît pas l'indice des liquides étudiés on ne peut pas faire la correction nécessaire.

Tableau IV (liquides).

Substance	Épaisseur [illegible]	Transparence p.
Benzine	1.00	56,8
Alcool éthylique .	0.158	7.9
Éther éthylique. .	0.158	57.1
Huile de [illegible] .	0.158	46.1
Eau . . .	0.029	25.8
Eau . .	0.044	15.6

L'eau et sa vapeur sont très absorbantes dans cette partie du spectre; cependant leur transparence est plus grande que dans bien d'autres régions. Si nous comparons les transparences observées avec celle des rayons restants du bromure de potassium ($\lambda = 82\ \mu$)

Tableau V (vapeurs saturées).

Substance	Épaisseur de la couche de vapeur en mm	Épaisseur correspondante d'une couche de liquide 2 mm.	Transparence p.
Alcool à 16° . .	200	0.025	88
Éther à 11° . . .	200	0.550	35.5
Benzine à 16°. . .	200	0.0627	100
Eau	400	0.21	19 [illegible]
Anhydride carbonique .	200	—	100

nous voyons que l'eau liquide est moins opaque pour nos rayons de grande longueur d'onde et que la vapeur d'eau l'est davantage[1].

Le fait que la benzine est transparente tant à l'état liquide qu'à l'état gazeux, concorde bien avec les propriétés optiques de cette substance[2] telles qu'elles ont

1. Le même tube a servi antérieurement à la mesure de l'absorption des rayons restants du bromure de potassium et de l'iodure, dans la vapeur d'eau.

1. Avec le même tube à absorption la transparence de la même couche de vapeur d'eau pour des rayons restants du bromure de potassium (82 μ) a été trouvée de 78,7 pour 100, et de 53 pour 100 pour ceux de l'iodure de potassium (96 μ). L'absorption des rayons restants de K Br par l'eau liquide a été déterminée à l'aide d'une lame d'eau de savon contenant 10 pour 100 de glycérine et 1 pour 100 d'oléate de soude. Il n'est pas impossible que la transparence de l'eau pure soit un peu [illegible].

2. H. [illegible] et E. [illegible] Ann. [illegible] 64, p. 102 et 65, p. 24, 1898.

[illegible] par des trous extérieurs. Dans la [illegible] du tableau V, [illegible] trouve [illegible] l'épaisseur correspondante [illegible] d'une lame de liquide [illegible] en [illegible] toute la masse de vapeur, tout [illegible] le même diamètre constant. Ici encore [illegible] qu'à nombre égal de molécules [illegible] sur le trajet des rayons les vapeurs sont plus transparentes que les liquides. Ceci est particulièrement net pour l'eau.

Dans les mesures des *pouvoirs réflecteurs*, nous nous sommes efforcés d'avoir une incidence aussi normale que possible sur la surface étudiée.

La source A (fig. 5) est encore constituée par le manchon d'un bec renversé; au-dessous et tout près se trouve un écran métallique C à double paroi avec diaphragme B. Les rayons traversent la lame de quartz L_1 et tombent ensuite sur le miroir plan S, collé par le poignet [illegible] E. La mesure [illegible] sible permet de placer le miroir S dans un plan ri[illegible] gueur d'onde, qui convergent fortement après leur passage à travers la lentille L_1 sont réfléchis par le miroir S sur un petit miroir plan s en argent, incliné [illegible] sur le diaphragme F. A partir de F, le trajet des rayons est le même que dans la figure 1. Comme on le voit, le dispositif de la figure 5 [illegible] de la figure 1 [illegible] une forme elliptique joue en même temps le rôle de [illegible] dans la figure 1. Pour mesurer [illegible] le rapport des [illegible] lorsque le miroir [illegible] trouve [illegible] il est remplacé par le [illegible]

courbée U permettait de voir si cette dernière condition était réalisée. Pour les liquides, on plaçait sur le trépied R un cristallisoir rempli à la hauteur voulue.

Les résultats de ces expériences sont réunis dans le tableau VI. On y trouvera en outre les pouvoirs réflecteurs de quelques-unes des substances pour les rayons restants du bromure de potassium[1], et, dans les deux dernières colonnes les constantes diélectriques K^2 et les pouvoirs réflecteurs qu'on en déduit pour les longueurs d'ondes infinies.

$$R_\infty = 100\left(\frac{1 - \sqrt{k}}{1 + \sqrt{k}}\right)^2$$

Tableau VI

Substance	Pouvoirs réflecteurs mesurés pour les rayons de longueur d'onde [illegible]		K	R_∞
	[illegible]	[illegible]		
Spath d'Islande	—	37.1	8.5	24.0
Marbre	—	45.8	6.14	18.1
Sel gemme	55.8	20.5	6.29	18.5
Sylvine	56.0	19.5	4.94	14.5
Bromure de potassium	82.6	51.1	—	
Fluorure de potassium	29.6	55.5	—	—
Fluorine	19.7	20.2	6.8	19.7
Verre	—	19.2	6.66	19.5
Eau	9.6	11.6	81	64
Alcool	—	1.6	25	34
Huile de ricin	—	4.5	4.78	15.9

Pour le sel gemme, la fluorine et le verre étudié, le pouvoir réflecteur mesuré est de très voisin de la valeur R_∞ calculée à partir de la constante diélectrique. Même pour la sylvine, la concordance est déjà bien meilleure avec nos rayons de grande longueur d'onde qu'avec les rayons restants du bromure de potassium.

Par contre le spath d'Islande, le marbre et les liquides examinés n'ont pas donné une telle concordance. Les indices de réfraction de l'eau, de l'alcool et de l'huile de ricin sont encore dans cette région du spectre du même ordre que dans le spectre visible. En particulier l'eau aurait pour nos rayons, d'après les valeurs observées des pouvoirs réflecteurs et absorbants, un indice $n = 1,9$. Il est probable que la grandeur relative du pouvoir réflecteur observé (11.6 pour 100) est dû non pas à un indice élevé

[1] [illegible]

[2] [illegible]

mais à la présence d'une ou de plusieurs bandes d'absorption dans la région du spectre considéré.

Pour finir, nous tenons à remarquer que, dès l'année 1900, M. Lenard s'est servi avec grand succès, pour isoler les rayons ultra-violets de courte longueur d'onde des autres rayons émis par une source, d'une méthode qui ressemble beaucoup à celle-ci, et repose comme elle sur l'aberration chromatique des lentilles[1]. Cette méthode a permis récemment à M. Lenard de découvrir dans l'extrême ultra-violet les rayons de la plus courte longueur d'onde connue.

Manuscrit reçu le 10 janvier 1911.

Traduit de l'allemand par E. Bauer.

1. P. Lenard, *Ann. der Phys.* 1 (1900), 486.
2. P. Lenard, *Berichte der Heidelberger Akademie* (Nov. 1910).

Le potentiel disruptif dans un champ magnétique

Par Eugène BLOCH

École Normale Supérieure. — Laboratoire de Physique.

1. Introduction. — On sait depuis fort longtemps que la décharge dans les tubes à gaz raréfiés est profondément modifiée par un champ magnétique. Je n'ai pas l'intention d'exposer ici l'historique de cette question, qui a été fait déjà plusieurs fois[1]. Je me contenterai de rappeler les noms de Plücker et de Hittorf qui ont été, sur ce sujet, des initiateurs, et aussi les expériences plus récentes de Lehmann, Birkeland, Villard, Warburg, Pellat, qui ont obtenu dans ce domaine de nombreux et importants résultats nouveaux. Parmi les questions que l'on peut se poser, se trouve en particulier la suivante : la décharge est-elle facilitée ou rendue plus difficile par le champ magnétique? Ou encore : le potentiel disruptif est-il abaissé ou diminué? — La réponse qu'on lui a donnée a été très variable avec les conditions expérimentales, et les résultats contradictoires ne manquent pas. Il semble cependant qu'*en général* il y ait élévation du potentiel explosif par le champ magnétique et *quelquefois* abaissement. On peut dire aussi que ce second phénomène apparaît de préférence quand le champ magnétique est parallèle au champ électrique, l'autre dans le cas où les champs sont perpendiculaires. On en trouve divers exemples dans les travaux de Warburg[2], Birkeland[3], Sieveking[4], Meurer[5], etc. Cependant les règles précédentes n'ont pas une véritable généralité et les conditions expérimentales où il faut se placer pour observer l'un ou l'autre des deux phénomènes ne peuvent pas s'en déduire.

Des travaux expérimentaux récents sont venus jeter quelque lumière sur ce sujet ; ce sont les travaux de M. Righi et ceux de M. Gouy (j'en donnerai plus loin la bibliographie). Ces deux physiciens ont signalé des cas nets dans lesquels on observe l'abaissement du potentiel disruptif par le champ magnétique. La grandeur de l'effet étant particulièrement marquée dans le dispositif de M. Gouy, c'est de celui-ci que nous nous occuperons tout d'abord. Je commencerai par résumer brièvement les résultats que M. Gouy a énoncés; puis j'exposerai les expériences que j'ai moi-même effectuées sur le même sujet, ainsi que l'interprétation théorique que j'en propose. Je terminerai enfin par quelques remarques relatives aux expériences de M. Righi et aux interprétations générales que l'on peut tenter actuellement des faits observés.

2. Expériences de M. Gouy. — Les résultats obtenus par M. Gouy ont été exposés dans deux notes[1]. Dans un premier travail, M. Gouy utilise des tubes à anode cylindrique généralement volumineuse et à deux cathodes placées à l'intérieur du cylindre anodique : ce sont par exemple des boules soutenues par des tiges entourées de tubes de verre et placées sur un même diamètre d'une section droite du cylindre anodique. Si le vide est très avancé et par conséquent le potentiel disruptif très élevé, l'établissement d'un champ magnétique abaisse fortement le potentiel explosif, si le champ est parallèle à la ligne joignant les cathodes. C'est ce que M. Gouy appelle la *position privilégiée*. Cette action s'affaiblit et disparaît rapidement si on incline le champ magnétique sur la direction précédente. En particulier, il peut arriver, pour un potentiel convenable, que le champ magnétique allume la décharge en position privilégiée et qu'elle s'éteigne si on s'en écarte. Ce phénomène conserve la même allure *quel que soit le champ magnétique* jusqu'à la limite atteinte (quelques milliers de gauss). Il est accompagné d'un autre phénomène qui est l'apparition d'une vive lumière entre les cathodes au moment où la décharge se produit.

M. Gouy remarque d'ailleurs que toute paroi de verre dans l'ampoule peut éventuellement jouer le rôle de cathode secondaire, de sorte que le phénomène qu'il signale peut se produire même dans les

1. Voir par exemple J. J. Thomson, *Conduction of Electricity through Gases*, 2e édition, p. 572 et suivantes.
2. Warburg, *Wied. Ann.*, 62 (1897), 585.
3. Birkeland, *C. R.*, **126** (1898), 586.
4. Sieveking, *Ann. d. Phys.*, 20 (1906), 209.
5. Meurer, *Ann. d. Phys.*, 28 (1909), 199.

1. Voir *C. R.* **150** (1910), 1552-1555; **151** (1910), 1020-1023.

[illegible] magnétique, elles produisent une action de nature in- [illegible] extrême du potentiel explosif, et par la production de la lumière inter-cathodique ».

Pour abréger nous désignerons avec M. Gouy cette [illegible] d'action *inter-cathodique*.

Dans une seconde note, M. Gouy s'est occupé du cas où l'action inter-cathodique est exclue grâce à la disposition donnée au tube. Il trouve alors que l'action du champ magnétique [illegible] tique multiplie le potentiel explosif par un facteur N d'autant plus grand que le faisceau magnéto-cathodique est plus raccourci ». Telle est la seconde règle donnée par M. Gouy [illegible] d'action inter-cathodique.

3. Dispositif expérimental. — Les tubes que j'ai employés[1] étaient tous assez petits pour être placés entre les pôles d'un électro-aimant. Leur longueur totale était comprise entre 50 et 60 mm. ; leur largeur était de 50 mm. environ. Ils sont reliés à [illegible] longueur soit horizontale. On s'arrange de telle sorte que le champ magnétique soit lui-même horizontal, de sorte qu'il suffira de faire tourner le champ par [illegible] M. Gouy.

[illegible] 90° l'angle du champ magnétique et de l'axe du tube [illegible]

Il [illegible] [illegible]

[illegible] dans l'électro des courants de 5, 9, 10, 15, 20 ampères environ et construit la courbe de variation du champ magnétique en fonction du courant magnétisant. On peut dès lors avoir une valeur approchée du champ donné par un courant quelconque. Le champ maximum était de 5500 gauss à peu près. Mais on a facilement dépassé 2000 gauss.

Le potentiel électrique capable de produire la décharge était fourni par une batterie de petits accumulateurs donnant 1000 et au besoin 2000 volts. Il était mesuré avec un voltmètre multicellulaire. Une résistance à eau distillée était intercalée sur le circuit de décharge, et, dans la plupart des expériences, on mesurait le courant de décharge au moyen d'un milliampère-mètre donnant directement les courants compris entre un milliampère et un centième de milliampère. Sauf indication contraire les courants de décharge mesurés dans la suite de ce travail sont tous donnés en cent-millièmes d'ampères.

4. Existence d'un champ magnétique optimum. — Le tube que j'ai employé d'abord comportait comme quelques-uns des tubes de M. Gouy, une anode cylindrique H (fig. 1) de 28 mm. de diamètre

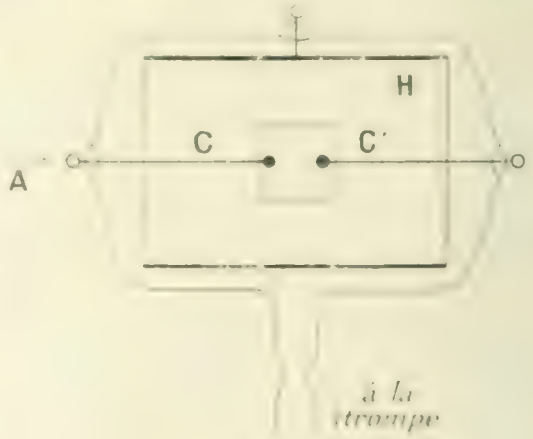


Fig. 1.

et de 40 mm. de longueur, munie de deux fenêtres de 1 cm. de côté permettant de voir ce qui se passe [illegible] deux fils d'aluminium, terminés par des boules de 1 mm. 5 de diamètre placées à 8 mm. l'une de l'autre, sont fixées dans l'axe du cylindre anodique et, par conséquent, dans le prolongement l'une de l'autre. Lorsque le champ magnétique était parallèle [illegible] M. Gouy) l'action inter-cathodique devait intervenir [illegible]

[illegible] ment l'action inter-cathodique de M. Gouy. L'électro étant dans la position A, et le potentiel électrique utilisé de 1000 volts, on fait de cette position à [illegible] que le

décharge ne passe plus. Il est nécessaire pour cela d'abaisser la pression jusque vers $\frac{1}{50}$ de mm. de mercure, de manière à être notablement au-dessous de la pression correspondant au potentiel minimum (qui, comme on sait, est d'environ 340 volts dans l'air). A ce moment, un courant de 6 ampères est envoyé dans l'électro (champ magnétique de 1400 gauss environ) : la décharge est rallumée. Si l'on tourne l'électro de part et d'autre de la position A, la décharge s'éteint. *C'est le phénomène signalé par M. Gouy.*

Augmentons maintenant le courant qui alimente l'électro. On observe aussitôt le fait suivant que M. Gouy n'a pas rencontré avec les formes du tube qu'il utilise.

La décharge, rallumée par un champ de 1400 gauss, *s'affaiblit peu à peu quand le champ augmente et s'annule pour un champ de 5000 gauss environ* (16 ampères dans l'électro); elle se rallume si l'on diminue le champ. Ainsi il existe un *champ magnétique optimum* pour produire le phénomène de M. Gouy. Si le champ est trop fort, l'action intercathodique n'a plus lieu.

Ce résultat peut, avec le même tube, être mis en évidence de bien d'autres manières :

1° Sans rien changer aux conditions précédentes, fermons et ouvrons successivement le circuit de l'électro sur un courant de 16 ampères (qui donne un champ magnétique *trop fort*). On constate, *au moment de la fermeture*, une lueur très brève dans le tube, et, *au moment de l'ouverture*, une nouvelle lueur plus prolongée (1 à 2 secondes). Cela tient à ce que pour produire ou pour supprimer le champ trop fort de 5000 gauss, on a nécessairement passé par l'intermédiaire du champ optimum (de l'ordre de 1400 gauss) : d'où passage *temporaire* de la décharge.

2° Utilisons encore un champ trop fort, de 2100 gauss environ, et établissons-le en permanence. La décharge ne passe pas. Tournons l'électro à droite ou à gauche de la position A ; la composante du champ magnétique parallèle aux cathodes diminue et prend, si l'écart est convenable, la valeur la plus favorable au passage de la décharge : la *décharge s'allume. Elle s'éteint à nouveau si l'on ramène l'électro dans la position privilégiée.* Le phénomène est devenu, au moins en apparence, exactement complémentaire de celui que M. Gouy a signalé. Mais l'on voit que cette apparence s'explique aussitôt si l'on tient compte de l'existence du champ magnétique optimum.

5. Interprétation théorique. — Les idées que nous avons aujourd'hui sur le mécanisme de la décharge disruptive sont assez nettes pour qu'il devienne intéressant de chercher une interprétation théorique de tous les phénomènes qui se rattachent à cet ordre d'idées. Grâce aux travaux bien connus de Townsend, de J. J. Thomson, etc., nous connaissons assez exactement la manière dont s'amorce une décharge. Dans le cas où le champ électrique est uniforme ou cylindrique, la théorie est particulièrement simple, et Townsend en particulier l'a traitée d'une manière complète et en l'appuyant d'importantes expériences. Je rappellerai simplement les considérations essentielles.

Supposons que l'on place dans un champ électrique (uniforme pour fixer les idées) un gaz renfermant quelques électrons libres (ce qui arrivera toujours si la pression est assez basse) : ces électrons, sous l'influence du champ, acquerront une énergie cinétique qui s'accumulera pendant leur parcours libre et qui se dissipera au moment de leurs chocs contre les molécules. Si le parcours libre est assez grand (c'est-à-dire la pression assez faible) pour que l'énergie cinétique accumulée pendant ce parcours dépasse l'énergie nécessaire pour détacher un corpuscule d'une molécule du gaz, il pourra arriver qu'au moment du choc, il y ait effectivement rupture de la molécule heurtée avec production d'un nouvel électron libre : c'est *l'ionisation par chocs.* Dès lors il est évident que les nouveaux électrons s'ajoutant aux anciens, les charges électriques libérées dans le gaz vont aller en croissant suivant une loi exponentielle; le courant qui traverse le gaz prendra donc très rapidement une valeur énorme : *la décharge prendra la forme disruptive.* — Si la pression du gaz est abaissée progressivement, l'ionisation par chocs aura lieu pour un potentiel de plus en plus faible, puisque le parcours libre moyen des électrons augmente. Il y aura donc abaissement du potentiel explosif. Mais il arrivera un moment où le parcours libre moyen des corpuscules deviendra égal ou inférieur à la distance des électrodes. Dès lors les corpuscules, projetés de la cathode vers l'anode ne rencontreront plus, en moyenne, aucune molécule dans leur trajet à travers le gaz; leur parcours réel deviendra inférieur au libre parcours moyen; leur force vive ne sera plus utilisée pour ioniser par chocs : le *potentiel disruptif va remonter très rapidement.* Ainsi il existe un potentiel critique ou minimum pour lequel la décharge est la plus facile, et qui est obtenu pour une pression telle que le parcours libre moyen des électrons soit égal à la distance des électrodes.

Il est facile de voir que les effets observés seront tout à fait du même genre si, la pression restant fixe, on *accroît la distance des électrodes*; on trouvera encore un potentiel de décharge minimum pour une distance des électrodes égale au parcours moyen des électrons sous la pression considérée. — On conçoit facilement que la théorie précédente, traduite par le calcul, conduise, en champ uniforme, à la loi bien connue de Paschen, d'après laquelle le potentiel

[illegible] par la pression [illegible] de la distance [illegible] pour la pression.

Lorsque [illegible] plus dans un champ magnétique [illegible] par le [illegible] suivant les cas, diminuer ou [illegible] de longueur moyenne. d'après ce qui précède, la plus grande influence sur [illegible] par [illegible] sur le potentiel disruptif. Si le calcul de la [illegible] des trajectoires [illegible] il sera possible également de prévoir suivant les cas, un accroissement ou une diminution du potentiel disruptif.

[illegible] des expériences citées plus haut, le dispositif relatif des champs électrique et magnétique est assez simple pour permettre le calcul. Le champ électrique est en effet, sensiblement cylindrique, si l'on fait abstraction de la perturbation provenant de l'intervalle qui sépare les deux cathodes; le champ magnétique est parallèle à l'axe du cylindre. Désignons le champ magnétique par H, le rayon de l'électrode intérieure par a, la charge de l'unité d'électricité par e et m. Au temps t, l'électron a les coordonnées x et y par rapport à [illegible] dans la section droite du cylindre qui le contient, et il est [illegible] M de la [illegible] V. Les équations du mouvement sont donc :

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eV}{x} + eH\frac{dy}{dt}$$

$$m\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{eV}{y} - eH\frac{dx}{dt}$$

[illegible] l'électron, au lieu de suivre les rayons des électrodes cylindriques, parcourra une spirale en tendant vers un cercle asymptote. Le rayon R de ce cercle est [illegible] par l'égalité

$$\left(H - \frac{m}{e}\right)^2 = \frac{4mV}{eR^2} \qquad (1)$$

[illegible] V représente la différence de potentiel entre les points des [illegible] [illegible] à la [illegible] cylindrique, [illegible] et l'on [illegible] pour [illegible] V avec la différence de potentiel entre les deux électrodes.

Ce calcul permet de retrouver aisément les résultats expérimentaux obtenus précédemment :

1° Si le champ magnétique est très petit, les électrons rencontrent l'anode avant d'avoir pu s'approcher du cercle asymptote; leur trajectoire est peu allongée. Le potentiel disruptif n'est pas modifié.

2° Si H croît jusqu'à une valeur telle que R soit compris entre les rayons des deux électrodes, tout électron émis par la cathode tend à rester indéfiniment dans le gaz en se rapprochant de plus en plus du cercle asymptote. Si l'on est au-dessous de la pression critique et si le potentiel V est insuffisant pour faire passer la décharge à lui seul, la longueur de la trajectoire libre des électrons, qui en l'absence de champ magnétique, était devenue inférieure au libre parcours moyen (voir plus haut), redeviendra égale à ce parcours. En d'autres termes les électrons qui allaient en ligne droite de la cathode à l'anode sans rencontrer, en moyenne, aucune molécule, rencontreront à nouveau des molécules et les ioniseront par leurs chocs. La décharge passera à travers le gaz. Ainsi le champ magnétique abaisse le potentiel disruptif.

3° Si le champ magnétique devient très intense, la spirale décrite par un électron est tout entière ramassée au voisinage de la cathode; l'électron pourra encore rencontrer des molécules, mais comme il n'aura parcouru, dans le sens du champ électrique, qu'un espace insignifiant, son énergie cinétique sera insuffisante pour produire une ionisation par collision. La décharge s'éteindra.

Ainsi la théorie explique qualitativement d'une manière complète le phénomène d'abaissement du potentiel explosif observé par M. Gouy, ainsi que l'existence du champ magnétique optimum que les expériences décrites nous ont révélée.

6. Vérifications expérimentales de la théorie. — Si le point de vue auquel nous nous sommes placés est correct, il existe un moyen simple de le vérifier. Il suffit de souder l'une à l'autre les deux cathodes, de manière à les remplacer par une cathode unique placée dans l'axe du cylindre anodique et traversant le tube de part en part. Le champ électrique est plus régulièrement cylindrique dans ce cas que dans le précédent et les observations doivent être au moins aussi nettes. C'est ce que l'expérience a confirmé de tous points. Le nouveau tube, de dimensions voisines de celles de l'ancien est représenté sur la figure 5.

Si le champ magnétique est convenable, l'effet de M. Gouy [illegible] dans la plus grande netteté. Il y a [illegible] de la décharge sur position [illegible], extinction si on tourne l'électro de part et d'autre. Si l'on accroît le champ magnétique, on constate

encore l'existence d'un champ optimum, au-dessus duquel la décharge est moins bien rallumée par le champ et même ne l'est plus. A ce moment une rotation de l'électro peut, à son tour, rallumer la

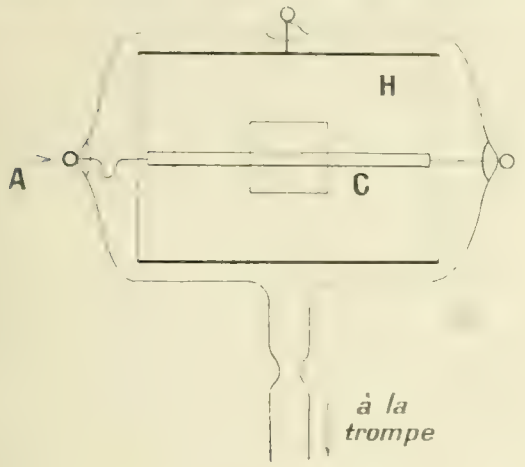


Fig. 5.

décharge : c'est le renversement de l'effet de M. Gouy. De même, on observe l'allumage temporaire du tube à la fermeture et à l'ouverture du circuit de l'électro. Il y a donc accord complet avec la première série d'expériences et avec la théorie précédente. Tous ces phénomènes n'apparaissent d'ailleurs, comme le veut la théorie, qu'au-dessous de la pression critique.

Voici un exemple numérique. La pression de l'air étant $0^{mm}06$ environ et la différence de potentiel de 560 volts, on envoie dans l'électro un courant de $0^{amp},6$ (correspondant à un champ magnétique de quelques centaines de gauss seulement). La décharge, qui ne passait pas, est allumée si l'électro est dans la position A : le courant de décharge est de 24 centmillièmes d'ampères. On tourne légèrement l'électro, la décharge s'éteint; on le ramène, elle se rallume. C'est l'effet de M. Gouy.

Le courant de l'électro est élevé jusqu'à 5 ampères (1500 Gauss environ); la décharge, qui passait en position privilégiée, s'éteint. Elle se rallume si on baisse le courant ou si on tourne l'électro. Elle se rallume aussi un instant si on coupe le courant magnétisant. C'est le phénomène complémentaire de celui de M. Gouy, dû à ce que le champ magnétisant est maintenant très supérieur au champ optimum.

Je signalerai ici quelques particularités que l'on obtient en écartant l'électro de la position privilégiée et dont le détail ne me paraît pas, pour l'instant, entièrement interprétable par la théorie, car la disposition relative des deux champs devient alors trop compliquée pour permettre le calcul.

1° Lorsque le vide est assez poussé, la décharge ne passe plus sous 800 volts par exemple. Le champ magnétique en position privilégiée la rallume sous 400 volts si la pression est convenable. Le rallumage a lieu aussi, bien entendu, pour tout potentiel compris entre 400 et 800; et la décharge est d'autant plus brillante que le potentiel est plus élevé. Si, avec un champ magnétique donné, on veut alors éteindre la décharge en tournant l'électro, on constate que cette extinction est d'autant plus difficile, c'est-à-dire nécessite une rotation d'autant plus grande, que le potentiel de décharge est plus élevé : elle a, d'ailleurs, l'aspect d'une *nappe lumineuse horizontale* qui n'est autre qu'un large faisceau magnétocathodique. Si le potentiel de décharge est assez grand il pourra arriver que la décharge ne s'éteigne plus quand l'électro est amené à la position B. On peut alors observer avec la plus grande netteté la partie relativement obscure du faisceau magnétocathodique, *qui le fait ressembler à la partie négative d'une décharge ordinaire*;

2° Si l'on utilise un champ magnétique beaucoup plus fort, on arrive, comme on l'a vu, à éteindre, en position privilégiée, une décharge qu'avait rallumée un champ plus faible. Il peut ne plus en être de même si l'on accroît le potentiel de décharge. Le champ magnétique optimum *croît avec le potentiel de décharge*. Ce résultat, en conformité avec la formule (1), est une nouvelle confirmation qualitative de la théorie;

3° Voici quelques exemples des complications que l'on observe en inclinant suffisamment le champ magnétique sur l'axe du tube.

La pression est de 0,20 mm.; le potentiel mis sur le tube est de 550 volts. La décharge ne passe pas spontanément. Nous allons faire croître progressivement le champ magnétique.

a. — On envoie dans l'électro un courant de 0,50 ampère; le champ est insuffisant pour allumer la décharge. Le rallumage se produit, au contraire, avec un courant de 0,59 ampère (quelques centaines de gauss). Le courant de décharge est de 16 en position privilégiée; il s'éteint si on tourne l'électro (effet Gouy).

b. — Le courant magnétisant est porté à 0 amp. 50; même phénomène avec cette différence que le courant de décharge maximum a augmenté et est devenu égal à 26. Le nouveau champ magnétique est donc plus favorable à la décharge que le premier.

c. — Le courant de décharge, allumé par le champ magnétique, est maximum lorsque le courant magnétisant est de 0,75 ampère. Sa valeur est alors 55 environ.

d. — Si on augmente encore le courant de l'électro (0 amp. 85) la décharge allumée en position privilégiée A ne s'éteint pas complètement dans la position B (à 90° de la première). — Lorsque le courant magnétisant atteint 1 ampère, le courant de décharge produit dans la position A est de 52 (le champ magnétique optimum est dépassé); lorsqu'on tourne

électro, le courant de décharge s'élève jusqu'à 54, pour tomber à 10 dans la position B.

e. — Si l'on envoie dans l'électro un courant de 1 amp. 6, le phénomène se complique encore. Pour la position A le courant de décharge n'est plus que de 12, s'élève à 50, retombe à zéro et reprend enfin la valeur 9 dans la position B.

f. — Ce phénomène se renverse quand le champ magnétique croît encore. Le courant magnétisant étant de 2 amp. 4, 6 ou 7, il a plus rallumage, au moment de son établissement en position A. Si l'on tourne l'électro, le courant croît jusqu'à 17, retombe à zéro, et reprend enfin la valeur 7 dans la position B.

g. — Enfin pour un champ très fort (11 amp. 4 dans l'électro), le champ ne rallume plus la décharge en position A. La rotation ne produit plus le rallumage que très près de la position B (courant de décharge égal à 7). C'est l'effet complémentaire de celui de M. Gouy.

J'ai tenu à reproduire cet exemple en détail afin de montrer par quelle transition compliquée on passe du phénomène de M. Gouy au phénomène opposé. Si l'on ne conserve des résultats précédents que ce qui est relatif au voisinage de la position A (pour laquelle la théorie a été faite) on voit qu'on retrouve les particularités signalées au début.

Les vérifications précédentes, faites toutes sur le même tube, avaient besoin d'être généralisées et, si possible, d'être rendues quantitatives. J'ai, à cet effet, institué les expériences suivantes :

1° — Si la théorie est bonne, on doit pouvoir en retrouver les résultats en réduisant l'anode et la cathode à une très faible longueur dans le sens du

champ magnétique, ou pourquoi, en quelque sorte, concentrer dans le tube de la figure 5 ci-dessus le phénomène complexe du tube de la figure 4. L'anode H est en fil d'aluminium cordonné. La cathode C est un fil d'aluminium protégé par du verre sauf à son extrémité et placé perpendiculairement au cercle anodique ; la partie dénudée de la cathode arrive exactement au centre de l'anode. On a ainsi réalisé une cathode ponctuelle au centre d'une anode circulaire. Il est visible que la théorie exposée tout à l'heure s'appliquera encore au cas où le champ magnétique est perpendiculaire au plan du cercle.

L'expérience en a de nouveau pleinement confirmé les résultats. Sans donner aucun nombre, pour ne pas alourdir cet exposé outre mesure, je me bornerai à indiquer que le phénomène de M. Gouy s'observe ici encore avec netteté ainsi que le champ magnétique optimum. Le faisceau magnétocathodique presque linéaire que l'on obtient dans ce tube présente de plus quelques particularités intéressantes sur lesquelles je compte revenir plus tard.

5. — Quant aux vérifications *quantitatives*, elles ont été de deux ordres : 1° la formule (1) permet, lorsqu'on a mesuré le champ magnétique optimum H avec un potentiel de décharge donné V, de calculer le rayon R du cercle asymptote vers lequel tendent les électrons. On connaît en effet le rapport $\frac{e}{m}$ dont la valeur en unités électromagnétiques C. G. S. est environ 1.75×10^7. Le calcul fournit ainsi pour R une valeur *comprise entre les rayons de deux électrodes*, ce qui constitue une concordance très satisfaisante.

2° J'ai, sous la pression de 0mm,27 et avec le tube à anode cylindrique représenté sur la figure 5, construit la courbe de variation du potentiel explosif en fonction du champ magnétique, ce dernier étant en position A. Cette courbe est exactement semblable à celle que fournirait un tube extérieur au champ magnétique dans lequel on ferait changer la pression, ou encore un tube à électrodes mobiles dans lequel, sous la même pression, *on ferait varier la distance des électrodes*. En particulier la courbe présente un minimum très accentué de 340 volts lorsque le champ magnétisant est d'environ 0,9 ampère. La valeur obtenue est précisément la valeur bien connue du potentiel minimum dans l'air. On retrouve et précise ainsi la notion du champ magnétique optimum indiquée plus haut ; et l'on voit que l'*effet du champ magnétique est* simplement d'accroître *autrement que* (ou) *un déplacement* [illegible] *la longueur des trajectoires des électrons*.

7. Expériences complémentaires. — M. Gouy a fait des expériences à quelques unes des expériences précédentes. Dans le tube à anode cylindrique que j'ai décrit, les cathodes émettent des faisceaux magnéto-cathodiques qui, au voisinage de la position principale, varient [illegible] 184 [illegible]

extrémités, et vont rencontrer le verre de l'ampoule où ils créent des cathodes secondaires. M. Gouy, sans entrer d'ailleurs dans aucun détail, attribue à ces cathodes secondaires, qui lui paraissent compliquer les phénomènes, les renversements que j'ai observés, c'est-à-dire l'existence du champ magnétique optimum. « J'ai toujours, dit-il, en évitant les cathodes secondaires, constaté un minimum très marqué du voltage en position privilégiée, avec des champs allant jusqu'à 6000 gauss, et des ampoules de dimensions diverses. »

Bien que l'accord même de mes résultats avec la théorie puisse être considéré comme une preuve suffisante de l'absence d'influence des cathodes secondaires, j'ai tenu à me mettre entièrement à l'abri de leur action, en utilisant le tube représenté sur la figure 5. L'anode est un cylindre d'aluminium *complètement clos à ses extrémités* et muni seulement de

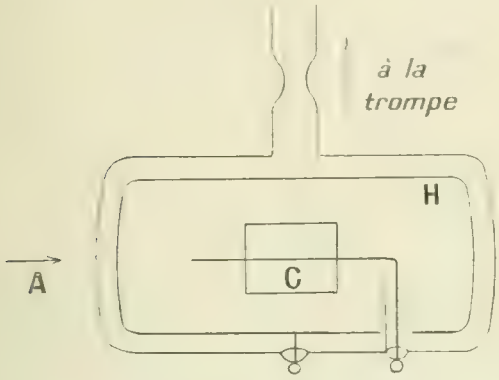


Fig. 5.

deux fenêtres latérales pour en examiner l'intérieur. La cathode est un fil d'aluminium placé dans l'axe du cylindre et supportée à une extrémité par un fil transversal entouré d'un tube de verre et traversant un petit trou pratiqué dans l'anode. Ce tube réalise la disposition des deux champs électrique et magnétique qui est nécessaire pour que la théorie soit applicable, tout en éliminant l'objection de M. Gouy.

Or ce tube se comporte à tous égards comme le tube à anode ouverte de la figure 3. Avec un potentiel de 615 volts et une pression de $\frac{1}{12}$ de mm., le phénomène de M. Gouy est parfaitement net si le courant magnétisant est de 1 amp. 1. Il est remplacé par l'effet inverse si le courant magnétisant est de 13 ampères (2700 gauss environ). Il y a donc encore un champ magnétique optimum et les moindres détails du phénomène ont conservé leur ancien caractère.

J'ai tenu enfin à soumettre à une épreuve directe la règle de M. Gouy relative à l'action intercathodique. A cet effet, j'ai réalisé le tube de la figure 6. L'anode est un cylindre d'aluminium de très faible hauteur (5 mm. environ). La cathode est formée d'un fil de platine en forme d'U entouré de verre sauf à ses extrémités et disposé de telle sorte que les deux parties libres soient près du centre de l'anneau cylindrique et

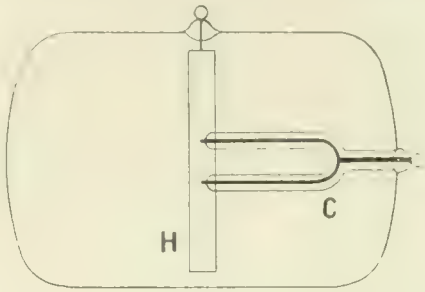


Fig. 6.

entièrement cachées par lui quand on le regarde par le côté. On a ainsi réalisé deux cathodes ponctuelles voisines du centre d'une anode cylindrique aplatie. Si les idées auxquelles je me rattache sont correctes, ce tube doit, à quelques perturbations près, dues à la présence de deux cathodes se comporter comme celui de la figure 4, une seule cathode. D'après M. Gouy, au contraire, si l'on oriente le champ magnétique parallèlement à la droite qui joint les deux cathodes, on doit observer l'action intercathodique sans intervention d'aucune cathode secondaire (puisque les rayons magnéto cathodiques tombent sur l'anode), c'est-à-dire qu'il doit toujours y avoir abaissement du potentiel disruptif. Or, si la pression est de $0^{mm},33$ et le potentiel utilisé de 645 volts, la décharge passe en l'absence de champ magnétique. *Un champ magnétique de 1400 gauss environ l'éteint aussitôt*; elle se rallume si on le supprime. Au contraire si le champ magnétique est *moindre*, la décharge peut subsister dans le champ magnétique, en même temps qu'il se forme un faisceau magnétocathodique se terminant sur l'anode et dessinant un de ses diamètres.

Cette expérience montre que la règle de l'action intercathodique de M. Gouy n'est pas générale. Au contraire la théorie électronique, aujourd'hui classique, rend entièrement compte des faits dans les cas malheureusement peu nombreux où le calcul est possible. Peut-être serait-il donc préférable de la conserver jusqu'à nouvel ordre[1].

Je laisserai pour l'instant de côté la seconde règle de M. Gouy relative au cas où l'action intercathodique est exclue, et qui fait intervenir la longueur du faisceau magnétocathodique. Il n'est peut-être pas impossible de la ramener, elle aussi, à la théorie électronique classique. Mais, avant de le faire avec

1. Il est peut-être intéressant de signaler que M. Gouy, dans les cas où l'action intercathodique est exclue, admet la possibilité du champ optimum, comme le montre et les ombres qu'il cite à l'appui de ses expériences. On voit, d'après ce qui précède, que le champ optimum se présente même dans certains tubes à action intercathodique.

[illegible]

8. Les expériences de M. Righi[1]. — M. Righi, par une méthode différant entièrement des précédents, a étudié la seule influence du champ magnétique sur le potentiel disruptif. Les deux électrodes sont deux plateaux parallèles de diamètre faible par rapport à leur distance. Le champ magnétique peut être orienté parallèlement ou perpendiculairement au champ électrique. Dans les deux cas, M. Righi a observé un minimum du potentiel disruptif pour une valeur convenable du champ magnétique. Mais ce minimum est ordinairement très supérieur au potentiel critique dans l'air (540 volts). Quoi qu'il en soit, cette observation est en complet accord avec celle que j'ai faite sur des tubes à anode cylindrique, et les conclusions qu'en tire M. Righi sont les [illegible]

[illegible] plateaux parallèles distants de 1 mm. construit sur [illegible] de M. Righi. Il est facile de [illegible] ces résultats, tout au moins lorsque les deux champs sont parallèles. Ainsi, sous une pression de [illegible] le potentiel disruptif descend de plus 1000 volts environ jusqu'à un minimum de 540 volts pour croître de nouveau ensuite lorsque le courant magnétisant augmente. Le potentiel minimum est atteint pour un courant magnétisant de 0 amp. 4, c'est-à-dire pour un champ magnétique de quelques [illegible] Il est par conséquent facile de [illegible] avec [illegible] de M. Georg Arnel, [illegible] 2 mm. et pour un champ magnétique de 800 gauss la décharge que 100 volts ne suffisaient pas à faire passer, est allumée. Si on tourne [illegible] de la pression [illegible] l'extinction se produit.

[illegible] n'est pas nécessaire que les deux champs électrique et magnétique soient perpendiculaires. Il peut [illegible] le champ magnétique [illegible] que le parallélisme [illegible] par le champ.

La grande difficulté que l'on rencontre [illegible] tient à ce que les lois [illegible] partie de nos [illegible] théoriques [illegible] dans les appareils. Si de forts [illegible] ne peuvent pas [illegible] champ uniforme. La [illegible] étudié par M. Righi [illegible] le potentiel critique [illegible] lorsque le parcours des électrons tend à devenir supérieur à la distance des plateaux. Il en résulte que la déviation [illegible] par le champ magnétique [illegible] tend, l'intervalle des plaques [illegible] [illegible] ne peut [illegible]

[illegible] 1 [illegible] 7 [illegible]

n'étant fixée que par les irrégularités du champ magnétique et le défaut de parallélisme des plateaux. On comprend aussi que les observations soient un peu irrégulières et on voit de plus que la trajectoire des électrons déviés par le champ magnétique *ne peut plus se calculer*. Il est donc difficile de soumettre les résultats de M. Righi au contrôle de la théorie.

J'ai cherché à améliorer le dispositif en utilisant l'ingénieux arrangement signalé par Carr[1] dans son étude de la loi de Paschen. L'appareil est représenté sur la figure 7. Un cylindre d'ébonite E a été creusé de manière à pouvoir y engager et y graisser les

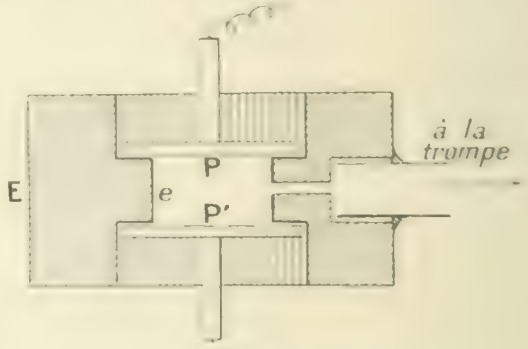


Fig. 7.

deux plateaux parallèles PP'. On peut faire le vide dans l'espace resté libre entre ces plateaux, et il est évident que l'influence des bords se trouve éliminée par la présence du rebord d'ébonite *e*. Or l'appareil étant étudié dans un champ magnétique on ne constate pas de variations considérables du potentiel explosif lorsqu'on excite le champ magnétique parallèlement au champ électrique. Lorsque les champs sont perpendiculaires le potentiel disruptif est toujours élevé très notablement avec l'appareil précédent. Ces résultats sont conformes à ceux que la théorie prévoit pour les champs intenses. Dans les champs faibles il peut y avoir un léger allongement des trajectoires corpusculaires par un champ magnétique transversal, c'est-à-dire un abaissement du potentiel explosif. Avec l'appareil ci-dessus, où la largeur du champ est de même ordre que la hauteur [illegible], cet effet est forcément peu sensible. Il le deviendra peut-être avec un appareil à plateaux beaucoup plus larges. C'est un point que je me propose d'étudier. Si l'expérience confirme les prévisions théoriques, elle permettra [illegible] des [illegible] prostitutives.

9 Conclusions. — L'abaissement considérable du potentiel explosif dans un champ magnétique que l'on observe avec certains tubes à vide semble s'expliquer d'une manière satisfaisante si l'on utilise [illegible] de la décharge disruptive. Cette

1 [illegible] 71, 1897, 754.

explication ne peut, naturellement, s'étendre qu'aux cas où les calculs nécessités par cette théorie peuvent être effectués d'une manière complète. J'ai étudié, dans le travail précédent, l'un de ces cas, qui conduit à des expériences très nettes : c'est celui d'un champ électrique cylindrique et d'un champ magnétique parallèle à l'axe du cylindre. La concordance entre la théorie et l'expérience paraît complète, qualitativement et quantitativement. En particulier il existe dans ce cas un champ magnétique optimum ; c'est-à-dire que, au-dessus d'une certaine valeur, le champ magnétique abaisse moins fortement le potentiel explosif, et peut même l'élever. Dans les cas où le calcul complet de l'expérience n'est pas possible, on peut se proposer d'y suppléer par des règles empiriques comme la règle de l'action intercathodique de M. Gouy. Mais cette voie me paraît actuellement moins sûre, car les énoncés auxquels elle a conduit jusqu'ici ne sont pas toujours en accord complet avec l'expérience. Il y a donc lieu de les remanier ou de s'en tenir simplement aux indications de la théorie aujourd'hui classique.

Manuscrit reçu le 15 janvier 1911.

La diffusion des ions gazeux

Par Éd. SALLES

[Collège de France. — Laboratoire de Physique.]

Au début de leurs recherches sur l'ionisation des gaz, Rutherford et J. J. Thomson reconnurent qu'un gaz soumis aux rayons de Röntgen, diminue de conductibilité lorsqu'il traverse des tubes métalliques étroits, et cela d'autant plus fortement que le diamètre du tube est plus petit. L'hypothèse que les rayons de Röntgen, ou ceux émis par le radium, produisent au sein du gaz des centres électrisés positivement et négativement, permet d'expliquer le phénomène : au contact de la paroi les charges ne sont plus disponibles, les particules étant attirées comme par leur image, il s'établira donc un gradient de concentration de l'axe à la paroi, les particules diffusent vers cette dernière, et cela d'autant plus facilement que l'agitation thermique est plus grande et la mobilité plus élevée. Le phénomène est comparable à l'absorption de la vapeur d'eau dans un récipient dont les parois sont recouvertes d'acide sulfurique.

Considérons un condensateur dont les armatures sont normales à l'axe de x, et entre lesquelles se trouve un gaz traversé par les rayons de Röntgen, supposons que les ions aient même coefficient de diffusion, et soit n la densité des charges libres de chaque signe. Chaque unité de surface d'un plan parallèle aux armatures, d'abscisse x, est traversée pendant l'unité de temps par une quantité d'électricité $-K\frac{dn}{dx}$, K étant le coefficient de diffusion ; l'accroissement qui en résultera dans la tranche d'épaisseur dx sera $-K\frac{d^2n}{dx^2}dx$. Si q est la production par unité de volume, α le coefficient de recombinaison, lorsque l'état d'équilibre sera atteint, la diminution en ions due à la recombinaison se trouvera équilibrée par la production et la variation due à la diffusion, de sorte que l'on aura

$$q - K\frac{d^2n}{dx^2} = \alpha n^2.$$

Dans le cas où les lames métalliques sont très écartées l'une de l'autre, le terme dû à la diffusion peut devenir négligeable, si au contraire elles sont très rapprochées, il prend une importance considérable et c'est celui de la recombinaison dont on n'a pas à tenir compte. Il serait possible d'imaginer une méthode de détermination du coefficient de diffusion en partant de cette relation, et en opérant, comme M. Mc Clung l'a fait dans ses expériences sur la recombinaison ; mais le fait d'avoir des lames très voisines l'une de l'autre diminuerait beaucoup l'intensité des charges mesurées, et les calculs nécessités seraient très compliqués.

En fait, les expériences qui ont eu pour but jusqu'à aujourd'hui la mesure du coefficient de diffusion, ont pour point de départ une méthode imaginée par M. Townsend : on fait traverser au courant de gaz ionisé un faisceau de tubes métalliques étroits, de un ou deux millimètres de diamètre; et on détermine la perte d'ions produite par ce passage. Soit un élément de volume ABCDEFGH, le gaz entre par la face ABCD ; dans cet élément de volume il y a perte par diffusion ; mais, d'autre part, il y a apport par la face ABCD, de sorte que l'on peut déduire la valeur du coefficient de diffusion si l'on connaît le rapport de ce qui entre à ce qui sort. Un tel calcul a été fait par M. Townsend et il a trouvé que ce rapport est donné par :

$$4\left[0{,}195e^{-\frac{7{,}51Kx}{2a}} + 0{,}247e^{-\frac{11{,}26Kx}{2a}} + \ldots\right]$$

où k est le coefficient cherché. [illegible] la longueur du tube métallique [illegible] la [illegible]. Il suit que si l'on mesure la conductibilité d'un gaz à la sortie de tubes de longueur l_1 et l_2, le rapport des deux conductibilités C_1 et C_2 est donné par

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{0.194 \frac{\sqrt{\nu k}}{b} - 0.024 \frac{\nu k}{b^2}}{0.194 \frac{\sqrt{\nu k}}{b} + 0.024 \frac{\nu k}{b^2}} \cdot \frac{0.194 \frac{\sqrt{\nu k}}{b} + 0.024 \frac{\nu k}{b^2}}{0.194 \frac{\sqrt{\nu k}}{b} - 0.024 \frac{\nu k}{b^2}}$$

[illegible] cette équation, Townsend emploie une méthode graphique. Il pose $\frac{C_1}{C_2} = y$ et $\frac{7.51\, k\, l_1}{g\, b} = x$. Il construit la courbe en prenant en abscisses des valeurs de x [illegible] et en ordonnées les valeurs de y [illegible] la formule. Il suffit de s'en rapporter à la courbe pour voir que le mode de calcul limite la précision des expériences. L'erreur sur k [illegible] plus forte que l'erreur sur y que donne l'expérience; c'est ainsi que pour $y = 0.5$ une erreur de 1 pour 100 sur y [illegible] une erreur de 6 pour 100 sur k, et les [illegible] ce qui augmenterait l'importance de la recombinaison, soit réduire le diamètre des tubes. Townsend [illegible] que y fût voisin de 0,5. Il est néanmoins nécessaire de tenir compte, pour calculer le rapport de l_1 à l_2, du différence relative des longueurs des tubes de diffusion, une partie des ions a disparu par recombinaison, de sorte que si C est cette correction

$$y = \frac{C_1 - C}{C_2}$$

[illegible] que la densité des charges est plus considérable.

Le coefficient de diffusion ne dépend pas de la nature de la paroi. J. J. Thomson, s'appuyant sur d'anciennes expériences de Rutherford, pensait que la nature [illegible] de Rutherford étaient purement qualitatives; Townsend [illegible] de l'air [illegible] suivants[1] :

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

[1] [illegible]

qué que l'acier se comportait comme l'étain, je crois donc pouvoir conclure qu'un semblable effet n'existe pas.

Townsend a trouvé avec l'air pour différentes sources de radiations.

[illegible]	k	k _	k [illegible]
[illegible]	0.058	0.053	0.055
[illegible]	0.052	0.045	0.057
[illegible]		0.045	
[illegible]	0.0247	0.057	0.050
[illegible]	0.0246	0.052	0.050

En utilisant le polonium comme source de radiations j'ai trouvé

k +	k _	Valeur moyenne.
0.052	0.052	0.052

Enfin Franck et Westphal[1] avec les rayons de Rontgen ont obtenu

[illegible]	k	[illegible]
0.0258	0.055	0.057

Il faut mettre de côté l'ionisation par l'aigrette, car on sait qu'avec les ions de faible mobilité il y a des ions beaucoup plus considérables. Si l'on examine les valeurs trouvées par les différents expérimentateurs on voit en tenant compte de la précision des expériences, et des conditions expérimentales qui ont pu varier entre les différents expérimentateurs, — température, pression, — que l'accord n'apparaît pas comme mauvais. En ce qui me concerne, je crois que le nombre 0,052 pour l'ion + provient d'une dessiccation imparfaite, en effet Townsend a trouvé pour l'air chargé de vapeur d'eau.

[illegible]	k +	k _
[illegible]	0.072	0.055
[illegible]	0.056	0.041
[illegible]	—	0.057

Ces nombres sont assez irréguliers les uns vis-à-vis des autres, ceci peut tenir à ce que Townsend pour saturer les gaz leur faisait traverser de longs tubes horizontaux [illegible] rempli d'un [illegible] dessèchement inefficace et sujet à irrégularités. Néanmoins ces mesures montrent ce fait remarquable, que la diffusion des ions se trouve modifiée par le fait de la présence de vapeur d'eau au sein du gaz, cette vapeur venant se fixer sur les ions.

Le coefficient de diffusion n'est pas modifié si la [illegible] Townsend a fait [illegible] de 77 cm², 58 cm,

[1] [illegible]

et moi-même j'ai utilisé des débits allant entre 80 et 90 cm³. Frank et Westphal ont étudié le coefficient moyen avec des débits allant de 74 à 52 c. c. et n'ont pas trouvé de variation.

Pour les autres gaz Townsend a trouvé :

Gaz	Gaz secs		Gaz humides	
	k	k	k	k
CO^2	0,025	0,026	0,0245	0,0255
O	0,025	0,0596	0,0288	0,0558
H	0,127	0,190	0,128	0,142

De mon côté mes mesures m'ont donné pour les gaz secs.

Gaz	k	k
CO^2	0,095	0,026
O	0,050	0,041
Air	0,0295	0,041

On remarque de suite que l'ion + a un coefficient de diffusion toujours plus faible que l'ion −, ce qui indique une dissymétrie entre les deux ions déjà reconnue par les mesures de mobilité. Il en résulte que si on fait passer un gaz ionisé à travers un tampon de coton, ce coton aura acquis une charge —, puisque plus d'ions — auront diffusé que d'ions +, fait qu'Elster et Geitel, puis Ebert essayaient d'appliquer pour expliquer la charge négative du sol.

Il est intéressant de comparer les coefficients de diffusion des ions, à ceux que l'on obtient pour la diffusion des gaz l'un dans l'autre. Le tableau suivant emprunté à J. J. Thomson[1], d'après Winkelman, indique les valeurs déterminées pour plusieurs gaz.

Gaz.	K cm² sec.	Gaz.	K cm² sec.
CO — CO^2.	0,13142	H^2 — Air	0,65405
Air — CO^2.	0,15455	Ether — H^2	0,296
O — CO^2.	0,17569	Ether — Air	0,0775
H^2 — CO^2.	0,55409	Ether — CO^2	0,0552
Air — O. .	0,17778	Amide isobutylique — H^2 .	0,1724
CO — O. .	0,18717	Amide isobutylique — Air .	0,0426
H^2 — O. .	0,66550	Amide isobutylique — O. .	0,0505

Si l'on considère l'ion comme formé par une molécule portant une charge élémentaire, il est possible de calculer, d'après la théorie cinétique, quel serait le coefficient de diffusion à 0 et 760.

On obtient les valeurs suivantes :

H — H	1,2
O — O	1,17
CO^2 — CO^2	0,092
Air — Air	0,150

1. J. J. Thomson, *Conduction of Electricity*, (1900) 73.

nombres incomparablement plus forts, que ceux trouvés pour les ions.

Deux explications sont alors possibles : ou la masse de l'ion est plus considérable que celle de la molécule, ce qui amène une diminution du chemin moyen, et par conséquent du coefficient de diffusion, ou la charge électrique portée par l'ion modifie le chemin moyen, l'attraction électrostatique exercée sur les molécules donnant naissance à des chocs qui ne se seraient pas produits sans cela.

Il est possible, en appliquant la première conception, de se faire une idée de la grosseur des ions, en calculant leur rayon à partir d'une formule exprimant le coefficient de diffusion de deux ions. Townsend a fait ce calcul à l'aide d'une formule donnée par Maxwell[1].

$$K = \frac{1}{2\sqrt{6\pi}} \frac{V}{N} \sqrt{\frac{1}{w_2} + \frac{1}{w_1}} \frac{1}{S^2}.$$

K est le coefficient de diffusion, N le nombre de molécules par cm³, w_1 et w_2 les poids moléculaires des deux gaz, celui de l'hydrogène étant pris pour unité, S la distance des centres au moment de la collision, V le carré moyen de la vitesse d'une molécule d'hydrogène à 0°. Si l'ion a une masse considérable par rapport à celle de la molécule, $\frac{1}{w_2}$ devient négligeable par rapport à $\frac{1}{w_1}$, et S sera le rayon de l'ion. On obtient ainsi.

$$S = 8.2.10^{-8} \text{ pour l'hydrogène,}$$
$$S = 9.2.10^{-8} \text{ pour l'oxygène.}$$

Langevin a donné[2] une formule du coefficient de diffusion plus correcte que celles obtenues jusqu'ici et qui a l'avantage d'être exacte quelle que soit la concentration relative, et en assimilant comme Maxwell les chocs à des chocs élastiques.

$$K = \frac{3}{16 N \sqrt{\frac{\pi h w_1 w_2}{w_1 - w_2}}} \frac{1}{S^2}.$$

Les notations sont les mêmes que dans la formule de Maxwell, h est une quantité inversement proportionnelle à l'énergie cinétique de translation, facile à exprimer en fonction de la pression. J'ai fait le calcul pour les gaz que j'ai étudiés.

$$S = 4.10^{-8} \text{ pour l'oxygène.}$$

Pour l'azote on trouverait un nombre sensiblement le même.

M. Langevin[3] a été amené à calculer la grosseur des ions en partant de leur mobilité, et a trouvé des

1. Nature, 1875.
2. Ann. Chim. et Phys., 2 1905.
3. Langevin, *loc. cit.*

[illegible] de la molécule pour l'ion négatif et triple de la molécule pour l'ion positif, en parfait accord avec ce que l'on suppose sur le cortège de molécules.

Wellisch, reprenant la méthode des chemins moyens, suppose la molécule, comme constituée par un noyau [illegible] *sphère de force*, et l'ion comme formé par une masse indépendante de la charge, portant la charge élémentaire et entourée d'une *sphère de force* de rayon différant de celui de la molécule. Une collision se produira entre deux molécules, quand la distance entre leur centre sera égale à la somme des rayons de leur *sphère de force*. Wellisch montre que l'effet de la charge sur la fréquence de collision est équivalente à une augmentation de la sphère de force, de sorte que le volume effectif qui en résulte est suffisant pour expliquer de façon approximative les mobilités observées. L'effet de la charge aura pour effet de faire dévier l'ion et les molécules avoisinantes de leur libre parcours rectiligne : hypothèse semblable à celle imaginée par Sutherland pour rendre compte de la variation de la viscosité des gaz avec la température. L'expression à laquelle arrive Wellisch est la suivante :

$$k = D\sqrt{1 - \frac{B - 1 - A\,\rho_1}{2\,p_1}}$$

où K est le coefficient de diffusion des ions, D celui d'une molécule à travers le gaz, B le pouvoir inducteur spécifique du gaz, p_1 la pression, ρ_1 la densité du gaz, ρ la densité du gaz, A = [illegible] étant la charge élémentaire et N le nombre de molécules par cm³. Si l'on compare les valeurs calculées, avec les valeurs trouvées on obtient le tableau suivant :

Gaz	D calculé	k observé	k observé	D trouvé
Air	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
H	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,156
O	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Les valeurs calculées, sauf pour l'ion positif, sont [illegible] des valeurs expérimentales, pour

C. R. [illegible] 82 [illegible]

d'autre part, dans de semblables calculs la méthode des chemins moyens manque de précision, comme l'a fait observer Langevin.

Il était intéressant d'étudier le coefficient de diffusion de l'ion en fonction de la pression, car au cas où serait constatée la proportionnalité inverse entre le coefficient de diffusion et la pression, l'ion pourra être constaté comme identique dans l'échelle des pressions. De semblables expériences ont été faites par Townsend sur l'air et par moi-même sur l'air et l'azote.

[illegible]	k	k [illegible]	k	k [illegible]	Observateurs
			Air.		
1128	0,022	24,8	0,027	50,4	Salles
772	0,0317	24,5	0,0329	35	Bowers and
760	0,032	24,2	0,032	31,8	Salles
550	0,032	25,1	0,0322	29,8	Bowers and
400	0,0578	25,1	0,078	31,2	—
300	0,078	25,1	0,105	30,9	—
200	0,118	25,1	0,155	31,0	—
			Azote		
760	0,0224	22,4	0,0414	31,4	Salles
1000	25	25			—
1120	22,4	22,4	0,028	31,7	—
1502	—	—	0,026	35,9	

On peut donc considérer la loi comme vérifiée.

Mais le résultat le plus intéressant auquel conduit l'étude de la diffusion des ions, c'est, comme l'a montré Townsend, qu'elle permet d'obtenir par une voie absolument indirecte la valeur de la charge élémentaire *e*, en fonction de la mobilité *u*, du coefficient de diffusion k et de N, le nombre de molécules par cm³.

$$e = \frac{3 \times 10\,u}{kN}.$$

On trouve ainsi [illegible] 3×10^{-10} unités électrostatiques, en parfait accord, avec les déterminations directes.

Malheureusement la diffusion des ions a été étudiée sur peu de gaz, il serait intéressant de faire des mesures particulièrement sur les vapeurs, et sur les gaz pour lesquels la mobilité de l'ion + est plus grande que celle de l'ion —.

Manuscrit reçu le 20 janvier 1911.

Sur l'ionisation de l'atmosphère par les substances radioactives[1]

Par A. S. EVE

Laboratoire de Physique, McGill University, Montréal

Introduction.

Certaines constantes radioactives ont été déterminées récemment avec précision; en particulier, la valeur de la charge électronique, le nombre de particules α émises par un gramme de radium et le nombre d'ions produits dans l'air par les différentes espèces de particules α.

Il semble alors possible d'estimer la part qui revient aux substances radioactives dans l'ionisation de l'atmosphère.

Dans le présent travail nous désirons poser les bases de la théorie radioactive de l'ionisation de l'atmosphère, indiquer les difficultés qui se présentent et qui exigent des explications particulières et de nouvelles recherches. Dès maintenant on peut dire que la théorie radioactive de l'ionisation atmosphérique est suffisante, lorsqu'on considère l'atmosphère dans les conditions normales de température et de pression.

Toutes les données numériques de ce travail sont établies en prenant pour e la valeur $4{,}6 \times 10^{-10}$ U.E.S.; pour α le coefficient de recombinaison des petits ions, la valeur $\alpha = 5420\,e = 1{,}57 \times 10^{-6}$ à la température et à la pression ordinaires. Quand l'ionisation est normale, on a alors $q = \alpha n^2$ (q loi de production des ions et n nombre de petits ions actuellement présents à chaque instant par centimètre cube), il en résulte que les relations entre q et n sont les suivantes :

q	1	1,57	2	3	4	5	6	6,28	9	14,13
n	800	1000	1131	1386	1600	1784	1960	2000	2400	3000

Cette relation est malheureusement peu applicable au cas de l'atmosphère, car les petits ions se transforment souvent en gros ions par suite de la présence de vapeur d'eau, de poussière, d'humidité, de fumées ou d'autres impuretés physiques de l'atmosphère; la recombinaison est alors variable, de même que le nombre d'ions présents qui en dépend.

Quant à la valeur de q, la production d'ions par cm³, sa mesure présente des difficultés sérieuses; elle exige, en effet, l'emploi d'un électroscope; or les parois de cet électroscope émettent elles-mêmes une radiation propre due sans doute à des matières radioactives qui y sont contenues et une radiation secondaire (rayons β) qui vient s'ajouter à l'ionisation propre de l'air.

Les rayons α de l'atmosphère.

La teneur de l'air en émanation a été déterminée par divers observateurs.

Voici les principaux résultats obtenus :

Observateurs	Teneur en émanation
Eve	80
Satterly	100
Ashman	89

La valeur moyenne est 80; elle indique que dans un mètre cube de l'atmosphère, au voisinage de la terre, la quantité d'émanation présente est égale à celle qui est en équilibre avec 80×10^{-12} gramme de radium (Cette valeur est donc équivalente à 80×10^{-12} curies). Ce nombre est variable avec le temps, le lieu, la pression barométrique, le vent, la pluie, la constitution du sol, etc... Le volume de cette quantité d'émanation correspond environ à la $\frac{1}{10^{11}}$ partie de l'atmosphère.

D'après Rutherford et Geiger, le nombre d'ions produits par l'émanation du radium et le radium A et C est :

$$80 \times 10^{-12} \times 3{,}4 \times 10^{10} (1{,}74 + 1{,}87 + 2{,}57) 10^{-6}$$

par m³ et par seconde ou 1,65 ion par cm³ et par seconde.

Rayons α du thorium.

Il n'est pas possible actuellement de faire un calcul analogue pour le cas du thorium. Tout ce qu'on sait, c'est que le dépôt actif du thorium sur un fil chargé négativement entre pour 60 pour 100 dans l'activité totale du fil. On peut admettre alors que les rayons α du thorium dans l'air produisent environ 1 ion par cm³ et par seconde

Rayons γ du radium contenu dans la terre.

Au voisinage de la terre, la radiation pénétrante est constituée par des rayons γ dus à la présence d'ura-

1. C. R. [illegible] Extrait du mémoire publié dans le *Phil. Mag.*, 1911

[illegible] de thorium, de radium. Les expériences de Mc Lennan, de Wright, de Bates, de Geckel, ont montré que [illegible] moins une partie de cette radiation pénétrante vient du sol.

Pour déterminer le nombre d'ions produit par cette radiation il convient d'éliminer celle qui provient de l'air environnant, de la nature des parois de l'électroscope. Les mesures de Wright Bates sur le lac Ontario et sur terre à Toronto, donnent pour 3 électroscopes de natures différentes :

[illegible]	Fonte	Zinc	Aluminium
Sur la glace (lac Ontario) .	6,5	5,4	4,8
Sur terre (Toronto)	9,8	8,2	7,7
Différences	3,4	3,8	2,9

Soit une différence de 3 ions produits par cm³ et par seconde pour la production d'ions due aux rayons γ qui viennent du sol.

Il faut déduire de ce nombre la part qui revient au rayonnement secondaire produit sur les parois de l'appareil pour avoir le nombre d'ions réellement produits à l'air libre. Des expériences en cours semblent indiquer que l'ionisation dans un électroscope d'aluminium n'est que de 10 ou 20 pour 100 plus grande qu'à l'air libre. Bragg a trouvé que l'ionisation dans un électroscope en carton est environ la même qu'à l'air libre. Il admet que les rayons γ primaires n'ionisent pas du tout mais donnent naissance [illegible] secondaires qui produisent l'ionisation. On est donc en droit de supposer que l'ionisation due au rayonnement γ émanant de la terre est comprise de 2 à [illegible] par cm³ et par seconde. Ce nombre est plus petit que celui qui a été trouvé par différents observateurs ; aussi le résultat précédent [illegible] qu'une partie de la radiation pénétrante vient de substances radioactives contenues dans l'air.

Considérations théoriques.

A l'air libre, à une distance r d'une quantité Q de radium l'émanation est [illegible]

$$\frac{Q}{r^2}$$

[illegible] 7,10, 10⁸ [illegible] 10⁸ [illegible] 3,6 [illegible] 1 [illegible] on peut écrire

$$N = \frac{kQ}{r^2 e^{\lambda r}} \qquad (1)$$

k étant une constante égale à 5,1 × 10⁶ pour des unités Betts dans un électroscope d'aluminium correspondant à une valeur de 5,1 × 10⁶ à l'air libre, dans les conditions ordinaires de température et de pression.

En intégrant l'expression (1) pour des valeurs de r comprises entre o et ∞ on tire le nombre N d'ions produits à chaque instant par le rayonnement γ d'un poids Q de radium.

$$\int_0^\infty k\,4\pi r^2\,dr\,\frac{Q}{r^2 e^{\lambda r}} = \frac{4\pi Qk}{\lambda}$$

Or on sait que le rapport $\frac{\lambda}{D}$ (coefficient d'absorption à la densité) est égal à 0,054 d'après Mc Clelland et à 0,04 d'après Soddy. Si l'on prend la première valeur, on tire pour l'air :

$$\lambda = 0,000054.$$

On en déduit que le nombre total d'ions produits par les rayons γ d'un gramme de radium en équilibre radioactif est égal à 8,5 × 10⁶ par seconde.

Les expériences de Rutherford et Geiger ont montré que le nombre d'ions créés par les particules α émises par l'émanation, le radium A et C en équilibre radioactif = 2 × 10⁶ ions par seconde, soit environ 25 fois le nombre d'ions formés par les rayons γ du même poids de radium ; au voisinage de la terre ce rapport peut être facilement doublé (1 46).

En tenant compte de la quantité d'émanation contenue dans l'atmosphère et du nombre d'ions qui en résulte, on a :

Pour les rayons α (Em, Ra A, et Ra C) = 1,65 ;
Pour les rayons γ (Rad.) = 0,055.

A ce nombre il faut ajouter l'ionisation due aux rayons β qu'on peut supposer égale à celle des rayons γ ; on arrive au résultat suivant :

Rayons	Sol	Eau	Total
α	1,65	1,00	2,65
β	0,055	0,025	0,08
γ	0,055	0,025	0,08
	1,76	1,05	2,75

On trouve donc ainsi qu'au voisinage de la terre 2,7 ions par cm³ et par seconde sont produits par les substances radioactives.

L'ionisation par les rayons γ peut se calculer d'une façon plus simple. Si N est le nombre d'ions produits par cm³ et par seconde, λ le coefficient d'absorption des rayons γ par l'air, Q la quantité de Ra C par cm³ de l'atmosphère exprimée en nombre de grammes de radium en équilibre avec lui, on a :

$$N = \int_0^\infty [illegible]\,dr\,k\frac{Q}{r^2 e^{\lambda r}} = [illegible]\,Q\frac{k}{\lambda}$$

$$k = 5,1 \times 10^6 \quad \lambda = 0,000054 \quad Q = 8 \times 10^{-[illegible]}$$

$$N = [illegible] \times 5,1 \times 10^6 \times 8 \times 10^{-[illegible]} \times 5,1 \times 10^{[illegible]}$$

d'où N = 0,[illegible] ions par cm³ et par sec

Cet concorde bien avec le résultat donné plus haut.

La même formule peut être utilisée pour déterminer le rayonnement γ qui vient du radium C contenu dans le sol et qui ionise l'air au voisinage de la terre. On a :

$$N = 2\pi Q k \gamma$$

Dans ce cas $Q = 1,4 \times 10^{-12} \times 2,7$ (Strutt).

$\gamma = 0,054 \quad 2,7$ (McClelland).

d'où $N = 0,80$ ion par cm³ et par sec.

C'est l'ionisation de la radiation pénétrante qui vient du sol due au RaC qui est contenu dans les roches.

Cette valeur est variable d'un lieu à l'autre; elle l'emporte sur la radiation pénétrante qui vient de l'atmosphère;

On a $$\frac{N'}{N} = \frac{0,80}{0,055} = 25.$$

Elle est 25 fois plus grande. Il ne semble donc pas y avoir de doute en ce qui concerne l'origine de la radiation pénétrante au voisinage du sol. Le résultat serait le même si l'on considérait des produits du thorium[1].

Finalement la répartition de l'ionisation due aux substances actives est la suivante :

Rayons	Origine	Ra	Th	Total
α	Air	1,65	1,00	2,65
β	Air	0,055	0,025	0,06
γ	Air	0,055	0,025	0,06
γ	Terre	0,80	0,80	1,60
		2,50	1,85	4,35

1. On doit cependant considérer le cas suivant : admettons que des produits radioactifs du thorium et du radium soient répartis uniformément sur une hauteur de 5 kilomètres, et supposons que le dépôt actif puisse être ramené rapidement à la surface de la terre par une chute de pluie; on aura une couche de radium C égale à $5 \times 10^5 \times 8 \times 10^{-12} = 4 \times 10^{-11}$ gramme exprimé en valeur de radium équivalent au RaC, provenant de 30 ou 40 cm de sol par centimètre carré. Dans ce cas cette couche de RaC sera plus ionisante que ce qui vient du sol, car les rayons γ subiront une absorption moindre dans l'air que les rayons γ du sol qui subissent l'absorption des roches.

L'augmentation de la radiation pénétrante durant la pluie a été observée par Mache et Gockel. M. Leeman à Toronto n'en a rien observé. Quand il n'y a pas de pluie, le déplacement du RaC sous l'influence du champ électrique terrestre est environ de 50 mètres à l'heure.

Cette même couche de radium C, supposée répartie à la surface de la terre, donnerait pour la valeur de l'ionisation en fonction de la hauteur les valeurs suivantes :

Hauteur en mètres	Ions par cm³ et seconde
1 m.	1,8
10 m.	1,05
100 m.	1,52
1000 m.	négligeable

La loi de production du nombre d'ions par cm³ et par seconde est égale à 4,35, correspondant à la présence de 1660 ions par cm³, en supposant que l'on ait à faire à de petits ions; le nombre maximum obtenu avec l'appareil d'Ebert dans les meilleures conditions atmosphériques est habituellement moindre.

La valeur théorique 1,6 qui se rapporte au nombre d'ions produits par cm³ et par seconde pour les rayons γ de la terre est plus faible que ce qu'a trouvé Wright à Toronto (2,5). Cette divergence pourrait peut-être s'expliquer par le fait qu'on n'a pas tenu compte de l'actinium dont la distribution est inconnue, que les rayons γ de l'U r X sont plus pénétrants qu'on ne l'avait supposé, que la valeur moyenne prise pour la répartition des matières radioactives dans le sol n'est pas correcte, ce qui est peu probable, que la valeur de K est trop faible, ou qu'une radiation d'un type spécial est émise par toutes les substances.

Ionisation sur l'Océan.

On peut se proposer de rechercher sur l'Océan la grandeur de l'ionisation due aux produits radioactifs.

Les mesures sont difficiles et peu nombreuses. La quantité de radium contenue dans l'eau de mer est, d'après Joly, $1,1 \times 10^{-12}$ gr de radium par cm³. Dans le Nord de l'Atlantique j'ai trouvé 10^{-13} gr par cm³.

On est conduit aux rapports suivants pour la radiation pénétrante due au RaC, contenu dans la terre, la mer et l'air.

Quantités	Sol	Mer	Air sur le sol
Q	$4,5 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-12}$	8×10^{-7}
γ	2,7	1,0	0,0015
$Q\gamma$	$1,4 \times 10^{-12}$	$1,1 \times 10^{-12}$	$6,1 \times 10^{-10}$
Rapport	150	1	5,5
ou Ions cm³ et sec	0,80	0,006	0,075

La radiation pénétrante au-dessus de l'Océan est donc négligeable : comme d'autre part l'air au-dessus de l'Océan est probablement moins chargé en émanations, il est tout à fait extraordinaire que différents observateurs aient obtenu pour le nombre d'ions et la conductibilité des nombres comparables à ceux qu'on a sur terre. Ce fait est une objection sérieuse à l'établissement d'une théorie purement radioactive de l'ionisation atmosphérique.

L'observation précédente doit être rapprochée d'un fait concernant les actions à distance des ondes hertziennes. Celles-ci semblent se propager moins facilement en présence de la lumière solaire : il est possible que la lumière du soleil produise de petits

[illegible]

La [illegible] inscrit en grande partie dans les premières couches de l'atmosphère ne semble pas [illegible] très important à la surface de la terre.

Effet de l'altitude.

On peut [illegible] l'influence de la variation de la hauteur sur le pouvoir du RaC contenu dans la terre. Les rayons γ sont absorbés rapidement dans le sol, lentement dans l'air ; le rapport est 2000 à 1 (1 cm. de sol est équivalent à 20 mètres d'air).

Dans le cas d'une source ponctuelle de RaC, la radiation varie en raison inverse de $r^2 e^{\mu r}$.

A	1 mètre la radiation est [illegible] à 100	
	10	0,95
	100	0,0963
	1000	0,000012

Dans le cas de la terre on a affaire à une couche de [illegible] [illegible] le sol est un [illegible] [illegible] Soit θ la quantité de radium en gr. dans un cm. de sol. Si l'on considère un [illegible] élémentaire situé [illegible] à la surface et à une profondeur u de la surface on a pour l'ionisation en P

[illegible]

[illegible] devient

[illegible]

[illegible] déterminer la sur- [illegible] rentes valeurs de h [illegible]

[illegible]

Hauteur	u	10
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

Hauteur de la station	Ionisation	Ionisation totale
0	1,00	0,80
1	0,98	0,78
10	0,85	0,67
100	0,56	0,25
1000	0,001	0,008

Si l'on tient compte du thorium, il faut doubler les nombres de la première colonne. Il n'a pas été tenu compte de la variation de densité de l'air, qui tend à augmenter les nombres par suite de l'absorption moindre du rayonnement, mais qui diminue le nombre d'ions produits.

Il en résulte qu'à 1000 mètres l'effet de la radiation pénétrante est très faible comme ionisation.

On voit par cet exposé que la théorie radioactive de l'ionisation de l'atmosphère s'approche graduellement de ce qu'on peut appeler une science exacte, elle présente encore des difficultés qui sont 1° la grande valeur de l'ionisation au-dessus de l'océan (u est trop grand, q est inconnu) ; 2° la variation rapide de l'ionisation avec l'altitude n'a pas été décelée ; 3° la valeur théorique de l'ionisation due à la radiation pénétrante est plus faible que celle qui a été observée quand les observateurs recouvrent de plomb un [illegible]

Nous avons enfin la vague sensation que toute matière pourra émettre un rayonnement sans doute du type Röntgen. Nous serons très reconnaissants pour toutes les observations et suggestions qui tendront à corriger les valeurs données dans ce mémoire[1].

[illegible] 20 janvier 1911.

[illegible]

A. S. L.

Sur l'émission des rayons cathodiques

Par J. MALASSEZ

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Physique.

On sait que J. J. Thomson, au moyen des méthodes de déviations électriques et magnétiques combinées, avait trouvé pour $\frac{m}{e}$ une valeur beaucoup plus faible que celle donnée par Simon, qui utilisait la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, et la déviation magnétique. J.-J. Thomson pensait que cette divergence ne pouvait pas être imputable à des erreurs expérimentales et avait énoncé l'hypothèse que les rayons cathodiques n'étaient pas émis sous la différence de potentiel existant entre la cathode et l'anode, mais prenaient naissance à une certaine distance de celle-ci. Il en résulterait que l'énergie cinétique d'une particule serait inférieure au produit Ve, en appelant V cette différence de potentiel et e la charge de cette particule.

Dans le but de soumettre à l'expérience cette hypothèse, j'ai utilisé une méthode indiquée par M. Langevin.

Cette méthode consiste à faire remonter aux corpuscules une différence de potentiel supplémentaire V' et à comparer leur déviabilité avant et après cette adjonction.

En effet, si V_1 est la différence de potentiel entre la région où sont émis les corpuscules et l'anode, m la masse, e la charge et v la vitesse d'un corpuscule, on a la relation

$$(1) \qquad \frac{1}{2} mv^2 = V_1 e.$$

Si l'on dévie le corpuscule soustrait à tout champ électrique par un champ magnétique perpendiculaire à sa trajectoire, on a la relation

$$(2) \qquad \frac{mv^2}{\rho} = Hev,$$

H étant l'intensité du champ magnétique et ρ le rayon de courbure au point de la trajectoire considéré.

Faisons maintenant remonter au corpuscule une différence de potentiel V'; l'équation (1) devient

$$(3) \qquad \frac{1}{2} mv'^2 = (V_1 - V')e,$$

v' étant la nouvelle vitesse du corpuscule, inférieure à v. Le champ magnétique restant le même, le corpuscule décrit une courbe dont le rayon de courbure ρ' est donné par

$$(4) \qquad \frac{mv'^2}{\rho'} = Hev'.$$

De la combinaison des équations (1) et (3) on tire la relation

$$(5) \qquad \frac{V_1}{V_1 - V'} = \frac{v^2}{v'^2}.$$

D'autre part, la combinaison des équations (2) et (4) donne

$$(6) \qquad \frac{v'}{v} = \frac{\rho'}{\rho}.$$

Si le champ magnétique était uniforme, il serait facile de déterminer les rayons de courbure au moyen des taches lumineuses produites par les rayons cathodiques sur une plaque fluorescente, placée perpendiculairement à la direction qu'aurait le faisceau non dévié. Mais le champ magnétique n'est pas uniforme. La détermination des rayons de courbure serait compliquée et la formule précédente n'est plus applicable en toute rigueur pour deux points des trajectoires correspondant à la même abscisse, car, pour ces deux points, le champ n'est plus le même[1].

Il est préférable, sans changer sa distribution, de modifier l'intensité du champ magnétique de façon à avoir même déviation dans les deux cas. Alors, les deux trajectoires ont même rayon de courbure en chaque point correspondant, et sont exactement superposables.

En effet, si la vitesse v' est devenue dans le second cas une fraction $\frac{v'}{n}$ de ce qu'elle était dans le premier, il suffit que le champ devienne n fois plus faible pour que le rayon de courbure garde la même valeur.

Si H' est la valeur du champ magnétique après l'adjonction de la différence de potentiel, au point où il

1. M. J. Perrin (Thèse, 1897) avait déjà obtenu [illegible] approchée de la chute de potentiel [illegible] cathodiques [illegible] leur énergie.

Dans ce but, les rayons cathodiques traversaient une [illegible] percée d'un trou et remontaient une différence de potentiel qu'on créait entre l'anode et une électrode située derrière celle-ci.

Il consistait ainsi qu'en faisant [illegible] différence de potentiel, il arrive un moment où les rayons ne viennent plus former d'impact sur l'électrode recouverte d'une [illegible] fluorescente. [illegible] rence de potentiel à laquelle les rayons cathodiques doivent leur énergie, mais ne montre pas que celle-ci soit égale à la différence de potentiel entre la cathode et l'anode.

Il est vrai que, dans une autre expérience, M. J. Perrin, en reliant les deux cathodes extrêmes, montra qu'il n'y avait aucune lumière sur la cathode fluorescente. Mais il ne s'agit là que d'une expérience qualificative.

[illegible] H, avait [illegible]

$$\frac{V}{V_1} = \frac{H}{H'} \quad \text{ou} \quad \frac{V}{V_1} = \frac{H - H'}{H}$$

Il suffit donc de comparer la valeur de $\frac{V}{V_1}$ qui est donnée par $\frac{H - H'}{H}$ [illegible] avec $\frac{V}{V_1}$.

V étant la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, [illegible] pour [illegible] électromètre.

Si l'hypothèse de Kaufmann-Simon est exacte, on aura

$$\frac{V}{V_1} = \frac{V}{V} \quad \text{c'est-à-dire} \quad V_1 = V.$$

Si l'hypothèse de J.-J. Thomson est exacte, on aura

$$\frac{V}{V_1} > \frac{V}{V} \quad \text{c'est-à-dire} \quad V_1 < V.$$

Dispositif expérimental. — Le tube qui m'a servi était construit de la façon suivante (fig. 1) :

La cathode plane C, de 2 cm de diamètre, se trouvait

Fig. 1.

[illegible] 12 cm de l'anode A, qui en [illegible] d'un trou de 2 mm de diamètre.

Derrière cette anode se trouvait un cylindre de [illegible] de 14 cm de hauteur percé d'un petit trou [illegible]

Le fond du cylindre était [illegible] millimètres.

[illegible] de 30 [illegible]

[illegible] plaque. Le champ magnétique était produit par deux bobines de même diamètre, [illegible] d'une [illegible] cm de [illegible]

[illegible] cylindre pénétrait à l'intérieur même des bobines.

De cette façon, grâce au faible écartement des bobines, on pouvait avoir un champ à peu près uniforme dans une grande partie du tube autour de l'axe.

Le tube était alimenté par une machine électrostatique mue par un moteur électrique.

Dans mes premières expériences, chaque pole de la machine était relié à une armature extrême d'une batterie en cascades, composée de quatre jarres. L'armature positive étant reliée à l'anode et l'armature négative à la cathode au moyen de tubes d'eau. Enfin, en réunissant l'une des armatures intermédiaires au cylindre de Faraday, on pouvait faire remonter aux rayons cathodiques une fraction de la différence de potentiel existant entre la cathode et l'anode.

On mesurait les différences de potentiel V et V' au moyen d'un électromètre. Dans mes premières expériences, n'ayant à ma disposition que l'électromètre Bichat et Blondlot, c'est celui que j'employais.

L'appareil était enfermé dans une vaste boîte métallique reliée au sol, qui la mettait à l'abri des courants d'air.

La différence de potentiel était donnée par la formule

$$V = \sqrt{4pg \, L \frac{B_2}{B_1}} :$$

B_2, rayon du cylindre extérieur ;

B_1, rayon du cylindre intérieur ;

p, masse prise sur le plateau de la balance ;

g, accélération de la pesanteur ;

L, le logarithme népérien.

L'intensité du courant, qui circulait dans les bobines, était mesurée au moyen d'un ampèremètre donnant le déci-ampère.

La marche d'une expérience était la suivante :

L'anode et le cylindre étant réunis, on mesurait la différence de potentiel V entre la cathode et l'anode, et, aussitôt après, on produisait, au moyen du champ magnétique, une certaine déviation du faisceau cathodique ; à l'aide d'un rhéostat, on réglait l'intensité du courant pour que cette déviation fût d'un certain nombre de millimètres. On mesurait l'intensité de ce courant.

On diminuait ensuite la vitesse des rayons cathodiques arrivant dans le cylindre, en leur faisant remonter une différence de potentiel V, établie entre l'anode et le cylindre. On mesurait V'. La déviation du faisceau cathodique ayant augmenté, on la ramenait à ce qu'elle était précédemment, en diminuant l'intensité du courant. Soit i cette nouvelle intensité.

Les déviations étant restées [illegible] proportionnelles à l'intensité du courant, l'équation (1) devient

$$\frac{V}{V_1} = \frac{i - i'}{i'}$$

Je donnerai le résultat des dix dernières mesures effectuées avec ce dispositif.

Les différences de potentiel sont exprimées en volts.

V	V	$\frac{V}{V}$	$\frac{V}{V}$
8948	5752	0,65	0,60
7059	5578	0,48	0,49
5177	2257	0,44	0,47
6941	5507	0,51	0,52
7275	5779	0,52	0,47
8540	5144	0,62	0,59
7556	5657	0,50	0,49
7947	4107	0,52	0,48
5220	2280	0,44	0,47
Moyenne de $\frac{V}{V}$		0,50	
Moyenne de $\frac{V}{V_1}$		0,49	

On doit en conclure qu'au degré de précision des mesures la différence de potentiel V entre la cathode et l'anode est égale à la différence de potentiel V, sous laquelle les rayons cathodiques sont produits.

C'est donc à partir de la surface même de la cathode qu'ils reçoivent l'énergie cinétique due à cette chute de potentiel.

Toutefois, ces nombres présentent des différences individuelles notables, dues à diverses causes d'erreurs.

En dépit d'un chauffage prolongé, il y avait toujours des gaz occlus dans la masse métallique assez considérable qui constituait le cylindre de Faraday. Aussi, le vide changeait-il d'une mesure à l'autre. Le débit de la machine n'était pas très constant. Et enfin, la mesure des différences de potentiel de cet ordre était assez difficile avec l'électromètre Bichat et Blondlot.

Deuxième série de mesures. — Il m'a paru intéressant de reprendre ces expériences, dans le but d'avoir une meilleure précision.

Pour la mesure des différences de potentiel, je me suis servi d'un appareil imaginé par M. Pellat, pour la mesure des pouvoirs inducteurs spécifiques, et qui peut très facilement servir d'électromètre absolu.

Cet appareil, qui rappelle l'électromètre de lord Kelvin, comportait un plateau horizontal P (fig. 2), de 4 centimètres de diamètre, entouré d'un anneau de garde et fixé à l'extrémité du fléau d'une balance.

L'autre extrémité du fléau portait un plateau p, où l'on pouvait mettre des poids. Un amortisseur à air, du système Curie, disposé sous ce plateau, permettait des mesures rapides. Enfin, un ressort R, convenablement choisi, fixé d'une part à la cage de l'appareil et de l'autre à l'un des bras du fléau, permettait d'obtenir un équilibre stable.

Le second plateau P' du condensateur pouvait être approché ou éloigné du premier au moyen d'une vis, dont le pas était d'un demi-millimètre. Un cercle C,

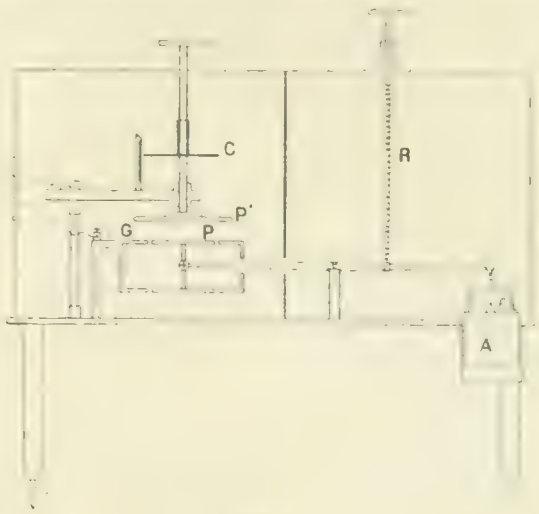


Fig. 2

divisé en cinq cents parties, dont le plan était perpendiculaire à la vis, était solidaire du plateau P' et permettait d'évaluer la distance des deux plateaux au millième de millimètre près.

Cette précision était d'ailleurs supérieure à celle que je pouvais attendre des autres mesures.

J'avais vérifié avec soin l'égalité des deux bras du fléau. On mettait des poids convenables dans le plateau de la balance, et l'on réglait, au moyen du ressort, l'équilibre, de façon que le plateau P fût dans le plan de l'anneau de garde.

On pouvait s'assurer si cette condition était réalisée au moyen d'un microscope à réticule fixé à la cage de l'appareil, qui visait une plaque de verre verticale solidaire du plateau mobile et sur laquelle étaient tracés deux traits en croix.

Puis on enlevait un certain poids du plateau de la balance. L'équilibre était alors rompu; le plateau baissait, et le fléau venait buter contre un taquet, disposé de façon à écarter très peu le plateau P du plan de son anneau de garde.

L'appareil est alors prêt pour la mesure d'une différence de potentiel.

Le plateau inférieur et l'anneau de garde sont reliés à la cage de l'instrument et à l'un des pôles de la source électrique; le plateau supérieur, à l'autre pôle. Pour une distance convenable du plateau supérieur, le plateau mobile est attiré, et, en réglant la distance du plateau supérieur, on arrive à maintenir le plateau mobile dans le plan de l'anneau de garde. Comme le potentiel de la source électrique n'est jamais complètement fixe, le plateau mobile oscille; mais, en agissant constamment sur la vis, on arrive à ce que ces oscillations se fassent autour de la posi-

[illegible] pour lequel le plateau mobile et l'anneau de [illegible] sont dans le même plan.

La relation qui donne la différence de potentiel est la suivante :

$$V = [illegible] \sqrt{\frac{[illegible]}{[illegible]}}.$$

[illegible] du rayon du plateau mobile,

[illegible] la distance des deux plateaux,

[illegible] la masse mobile,

[illegible] l'épaisseur de la pesanteur.

En réalité, cette formule doit être modifiée légèrement pour tenir compte de l'épaisseur du sillon, qui [illegible] le plateau mobile de l'anneau. On obtient cette [illegible], en ajoutant au diamètre l'épaisseur du sillon.

Le diamètre est de [illegible] m,04. L'épaisseur du sillon de [illegible] m,00.

En effectuant les calculs on trouve

$$V = [illegible] \sqrt{[illegible]} \text{ unités électrostatiques.}$$

La détermination absolue n'était pas nécessaire pour [illegible] mesures relatives. Mais [illegible] convenait fort bien pour l'ordre de grandeur des différences de potentiel à mesurer. Il était d'ailleurs intéressant de [illegible] les différences de potentiel.

Pour mesurer l'intensité du courant, n'ayant pas à [illegible] d'ampèremètre suffisamment précis, j'ai [illegible] la méthode de [illegible] suivant bien [illegible].

Le courant qui circulait dans les bobines passait dans une résistance [illegible] connue, contenue [illegible] précédent. On opérait alors, [illegible] différence de potentiel ohmique ri, une différence de potentiel variable RI, produite aux extrémités d'une résistance [illegible] par un courant d'intensité I, [illegible] de [illegible] du galvanomètre.

[illegible] du galvanomètre [illegible] contenant de eau.

Quand les deux différences de potentiel sont égales on a

$$ri = RI.$$

[illegible] la différence de potentiel ri [illegible] Wiedemann et Ebert [illegible]

$$[illegible] = RI$$

[illegible] équations [illegible]

$$[illegible] = \frac{dH_1}{dH_2}$$

[illegible] absolue.

[illegible] $\frac{e}{m}$ [illegible] Il suffit de remarquer que [illegible] H I. Mais dans le [illegible] tion de $\frac{e}{m}$ en valeur absolue, il est nécessaire de connaître l'intensité du courant et la différence de potentiel en valeur absolue.

Je n'aurai donc pas à y revenir plus tard.

Comme source électrique, je me suis servi, pour alimenter la décharge principale, entre la cathode et l'anode, d'une machine électrostatique à influence à six plateaux du type Bonnetti, dont les pôles étaient réunis aux armatures d'une forte batterie de six jarres. La machine était mue par un moteur et, grâce à la batterie, le débit était suffisamment constant.

Enfin, pour produire la différence de potentiel supplémentaire entre l'anode et le cylindre, je me servais de la batterie d'accumulateurs du laboratoire d'enseignement de la Physique à la Sorbonne, qui permet d'obtenir jusqu'à 17 000 volts. Avec cette batterie la différence de potentiel entre la cathode et l'anode pouvait être considérée comme très constante pendant l'intervalle d'une mesure.

Des résistances d'eau étaient interposées entre les pôles des sources électriques et les électrodes du tube, afin d'éviter les décharges parasites et de régulariser le débit.

Avec ces nouvelles précautions, j'ai recommencé mes anciennes mesures, en me servant de la différence de potentiel supplémentaire pour diminuer la vitesse des rayons cathodiques.

Les résultats ont été très satisfaisants, comme on le verra plus loin. Puis j'ai utilisé cette même différence de potentiel pour augmenter la vitesse des rayons.

Les équations au signe près de cette différence de potentiel sont les mêmes. Mais les résultats, quoique satisfaisants, ont été moins bons, pour diverses raisons qu'il était aisé de prévoir.

Mesures faites avec la différence du potentiel retranchée. — La disposition expérimentale correspond au schéma ci-après (fig. 5). Les deux pôles de la machine étaient reliés aux deux armatures de la batterie B. L'armature négative elle-même était reliée à la cathode K, l'armature positive à l'anode A. Le pôle positif de la batterie d'accumulateurs était en connexion avec l'anode, qui était au sol, et le pôle négatif avec le cylindre.

Un premier commutateur permettait, soit de faire communiquer l'anode et le cylindre, soit d'interposer entre eux la différence de potentiel de la batterie.

Un second commutateur permettait de relier au [illegible] du galvanomètre, qui était isolé, soit la cathode, soit le cylindre; le plateau mobile était relié constamment à la cage de l'instrument, [illegible] au sol, ainsi que l'anode.

[illegible] que je pouvais faire une déviation de [illegible] millimètres sur la boîte du [illegible], au moyen [illegible] pouvait d'abord [illegible]

ser, un aide mesurait simultanément la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, en déplaçant le plateau supérieur, jusqu'à ce que le plateau mobile vînt se placer en équilibre dans le plan de l'anneau

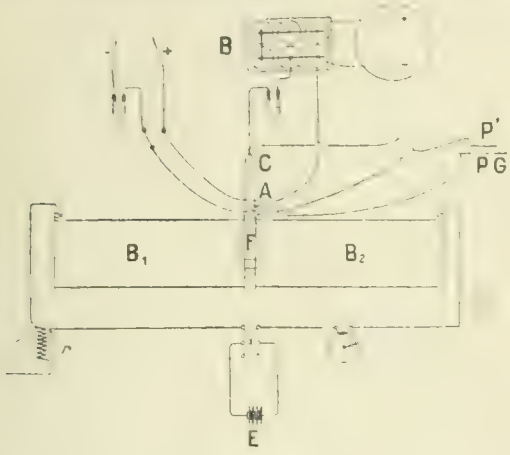


Fig. 5

de garde, l'anode et le cylindre étant réunis. On mesurait ensuite l'intensité du courant au moyen du potentiomètre par la méthode déjà décrite. Puis, par le jeu du commutateur, on interposait la différence de potentiel de la batterie d'accumulateurs.

La différence de potentiel entre la cathode et l'anode baissait. Pour qu'elle reprît la valeur qu'elle avait auparavant, on reliait le tube à la machine à vide, qui était dans le cas présent la pompe Gaede. Il suffisait alors de regarder avec soin le microscope de l'électromètre. Au bout d'un certain temps, le tube durcissant, le plateau était attiré et l'index se déplaçait dans le champ du microscope.

Pendant ce temps, on maintenait constante la déviation de la tache produite par le champ magnétique en faisant varier l'intensité du courant au moyen d'un rhéostat, et, au moment précis où l'aide prévenait que les deux croix étaient superposées, on arrêtait le réglage du courant. Au moyen du commutateur, on mettait alors le cylindre en relation avec le plateau de l'électromètre et l'on mesurait la différence de potentiel V'. On mesurait en même temps l'intensité i'.

Grâce à ces précautions, j'ai pu vérifier l'exactitude de la relation

$$\frac{V'}{V} = \frac{i'^2}{i^2}.$$

La pompe Gaede se prêtait très bien à ces opérations, car, suivant qu'on la fait tourner dans un sens ou dans l'autre, on peut faire le vide ou faire rentrer de l'air.

Les résultats obtenus sont les suivants. Les différences de potentiel sont exprimées en volts et les intensités en ampères.

Désignons la déviation simple par δ.

$\delta = 1,8$

Différence de potentiel entre cathode et anode V	Différence de potentiel entre anode et cylindre V'	$\frac{V'}{V}$	Intensités du courant i	Intensités du courant i'	$\frac{i'^2}{i^2}$
		$\delta = 1,8$			
9847	4602	0,552	1,905	1,587	0,551
11707	4596	0,607	2,085	1,627	0,610
15295	4584	0,655	2,228	1,785	0,640
17495	4517	0,742	2,568	2,199	0,735
17156	4516	0,756	2,552	2,169	0,737
17560	4502	0,741	2,554	2,200	0,742
15122	4501	0,657	2,210	1,789	0,655
14250	4482	0,685	2,501	1,894	0,677
17945	4474	0,751	2,600	2,241	0,745
15841	4462	0,718	2,428	2,050	0,715
Moyenne. . .		0,682	Moyenne. . .		0,678
		$\delta = 1,2$			
9945	5760	0,622	1,278	1,104	0,647
11827	5761	0,682	1,404	1,164	0,687
14566	5729	0,744	1,545	1,350	0,765
15848	5728	0,765	1,622	1,419	0,765
13912	5707	0,733	1,525	1,302	0,729
15826	5682	0,767	1,622	1,440	0,788
14799	5659	0,755	1,585	1,371	0,750
15105	5655	0,721	1,474	1,256	0,726
16578	5658	0,779	1,650	1,465	0,788
15849	5617	0,772	1,632	1,455	0,771
Moyenne.		0,734	Moyenne.		0,758
		$\delta = 1,2.$			
17664	5728	0,789	1,725	1,539	0,796
17655	5715	0,790	1,755	1,545	0,792
17556	5716	0,788	1,729	1,524	0,777
17447	4541	0,740	1,719	1,484	0,745
16673	4488	0,751	1,685	1,446	0,756
17564	4455	0,745	1,718	1,490	0,752
15885	4465	0,679	1,540	1,264	0,675
10511	4647	0,558	1,457	1,081	0,566
17060	4576	0,752	1,856	1,572	0,755
17756	4545	0,744	1,879	1,629	0,752
Moyenne. .		0,729	Moyenne. . .		0,752
		$\delta = 1.$			
9442	2807	0,703	1,052	0,875	0,692
10665	2742	0,745	1,151	0,954	0,711
9977	2755	0,726	1,080	0,919	0,724
12251	2726	0,777	1,210	1,054	0,759
12895	2715	0,789	1,274	1,095	0,785
15412	2698	0,825	1,555	1,222	0,815
11769	2692	0,771	1,177	1,037	[illegible]
14820	2687	0,819	1,521	1,195	0,816
14550	2687	0,815	1,515	1,181	[illegible]
14[illegible]	2684	0,811	1,508	1,165	[illegible]
Moyenne. . .		0,778	Moyenne		0,768

Moyennes pour [illegible]

$\frac{V'}{V}$ 0,751 $\frac{i'^2}{i^2}$ 0,729

[illegible]

Il [illegible] de l'axe du tube. [illegible] l'ombre [illegible] sous forme [illegible]

Quand l'anode et le cylindre présentaient une différence de potentiel, la ligne sombre se transformait [illegible] différence de potentiel se rapprochait plus près de celle qui [illegible]

Autrement dit, les deux taches lumineuses demi-circulaires produites par les rayons cathodiques s'écartent de plus en plus de la position médiane au fur et à mesure que, pour une même différence de [illegible] V, la différence de potentiel V' se rapproche de V. L'écart des deux taches semble déterminé par le rapport $\frac{V'-V}{V}$.

De plus, les deux taches, qui sont hémisphériques quand $\frac{V'-V}{V}$ est voisin de 1, prennent la forme d'un menisque de plus en plus étroit, présentant en son milieu une ligne sombre également incurvée, quand $\frac{V'-V}{V}$ diminue.

[illegible] quand on augmente la vitesse des rayons cathodiques, en interposant entre l'anode et le cylindre une différence de potentiel dans le même sens qu'entre la cathode et l'anode, les deux faisceaux empiètent l'un sur l'autre au lieu de s'éloigner, comme dans le cas précédent[1].

Pour faire une mesure, quand l'anode et le cylindre [illegible] centre de la plaque.

[illegible] pour supprimer la [illegible] la déviation en inversant le courant dans les bobines. [illegible]

[illegible]

champ magnétique n'aurait pas été symétrique pour les deux positions du faisceau.

Pour redresser le faisceau, je me servais d'un petit aimant auxiliaire placé près de la cathode. De cette façon, à l'intérieur du cylindre de Faraday, le faisceau utilisé avait la direction de l'axe et était rectiligne, l'aimant directeur étant suffisamment éloigné.

Il [illegible] de remarquer que la différence de potentiel retranchée entre la cathode et l'anode, produite par la batterie d'accumulateurs, restait absolument invariable, que le tube fonctionnât ou qu'il ne fonctionnât pas, et quelle que fût la différence de potentiel entre la cathode et l'anode, c'est-à-dire quelle que fût la dureté du tube[1]. Cette circonstance était particulièrement favorable pour les expériences que j'avais en vue, car, entre le temps où se faisait la mesure de V et celle de V', il importait peu que le vide du tube changeât, puisque V' ne changeait pas.

Il n'en serait pas de même si l'on adoptait la disposition que j'avais prise dans mes premières mesures.

20 [illegible] 1911

Addition faite le 25 janvier 1911

On peut se proposer aussi de vérifier l'équation de Schuster, en établissant une différence de potentiel entre l'anode et le cylindre de sens tel qu'elle produise une augmentation de la vitesse des rayons cathodiques. Les résultats obtenus ont été moins satisfaisants que dans le cas précédent, en raison de l'insuffisance de netteté de l'ombre du fil et de la petitesse des différences de potentiel supplémentaires qu'on était forcé d'interposer entre l'anode et ce cylindre.

Cependant les résultats numériques ont montré que la chute de potentiel entre la cathode et l'anode ne diffère de celle qui existe entre la région de production des rayons cathodiques et cette même anode que d'une quantité qui rentre dans les erreurs expérimentales. Ainsi, en résumé, ces deux séries de mesures prouvent que les rayons cathodiques prennent bien naissance à la cathode même, et que c'est à partir de celle-ci qu'ils reçoivent l'énergie cinétique correspondante.

J. M.

[1] [illegible]

ANALYSES

Radioactivité

Mésothorium. — **Marckwald W.** (*Chem. News*, **103** (1911) 15). — En cherchant à déterminer la quantité de radium présente dans un chlorure de baryum radifère qui lui avait été confié, l'auteur obtint par la méthode des rayons γ, 1 pour 100 en chlorure de radium et par la méthode de l'émanation, 0,2 pour 100, cette différence étant due à la présence dans la préparation du mésothorium II, produit intermédiaire entre le mésothorium I et le radiothorium; en ajoutant en effet à la solution aqueuse du sel une goutte de chlorure ferrique et précipitant par l'ammoniaque, on obtenait un précipité d'hydrate de fer contenant le mésothorium II et émettant un rayonnement γ intense, alors que le chlorure de baryum obtenu par évaporation de la solution n'émettait presque plus de rayons γ; toutefois le précipité ne manifestait plus aucune activité après une durée de six heures, alors que le sel avait repris son activité au bout d'un jour. On constatait de plus dans le précipité qu'après la destruction du mésothorium II, le résidu émettait des rayons α et dégageait l'émanation du thorium.

Le mésothorium II provenait du mésothorium I qui s'accumule dans les résidus du traitement des minerais de thorium; dans ce cas particulier, le radium avait été obtenu avec des minerais contenant de l'uranium et du thorium.

L'auteur n'a pas réussi à séparer le mésothorium du baryum et du radium; il semble qu'au groupe des quatre éléments inséparables : thorium, radiothorium, ionium et uranium X vienne s'ajouter un nouveau groupe comprenant le radium, le mésothorium et peut-être d'autres corps.

La préparation du mésothorium est en tous points analogue à celle du radium à partir des résidus des minerais d'urane. Le mésothorium provenant des monazites doit contenir du radium, de même que le radium provenant de la thorianite contient du mésothorium.

La vie de ces deux corps étant d'une durée très différente il importe de reconnaître le mésothorium dans un sel de radium; la méthode la plus simple consiste à chauffer la préparation pendant quelque temps afin d'en chasser l'émanation; le sel doit perdre son activité après quelques heures et la reprendre complètement au bout de quelques semaines. Au lieu de chauffer, on peut faire une solution du sel dans l'eau et évaporer. Si après que l'émanation a été chassée et que le radium C a été détruit, il y a encore un rayonnement γ, on doit conclure à la présence de mésothorium, et le rapport de l'activité γ avant et après donne une valeur du rapport des quantités de radium et de mésothorium du mélange. Gaston Dany.

Sur le dégagement de chaleur par la pechblende. — **Poole (H.)** (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 58-62). — L'auteur a continué ses expériences antérieures [v. *Radium*, **7** (1910) 100] sur le dégagement de chaleur par la pechblende; il a retrouvé son résultat précédent, à savoir que ce dégagement était sensiblement plus fort que celui auquel on devrait s'attendre d'après la teneur en radium. On mettait 500 grammes de pechblende dans un calorimètre; au bout d'un temps suffisamment long pour que l'équilibre de température pût être complètement atteint, on emballait le calorimètre dans de la glace pilée et on suivait sa température au moyen d'un couple thermoélectrique. Un autre couple placé dans la glace servait à vérifier que la température de celle-ci restait constante : la température indiquée par ce deuxième couple a eu des variations ne dépassant pas 0°,0004 au début. Avec le temps, les variations devinrent plus grandes (jusqu'à 0°,0020); ceci tient peut-être à l'attaque des parois métalliques du récipient par l'eau, ou bien à un phénomène de regélation. La température de la pechblende devient constante plusieurs jours après l'emballage; la différence de température entre la pechblende et la glace a été de 0°,007 environ. Le dégagement de chaleur qu'on peut en déduire est de $8,15.10^{-5}$ calorie par heure et par gramme de substance. D'autres expériences, avec un appareil amélioré, ont donné 6,5 et $6,2.10^{-5}$; le travail précédent de l'auteur avait conduit au nombre $6,1.10^{-5}$. Tous ces nombres sont notablement plus élevés que celui ($4,4.10^{-5}$) qu'on obtient en admettant que le radium en équilibre dégage 110 cal. par gramme et par heure. L. Kolowrat.

Sur le nombre de particules α produites par l'uranium en équilibre avec tous ses descendants. — **Brown (J. N.)** (*Proc. Roy. Soc.*, **84** (1910) 151-155). — Le présent travail a été exécuté avec de la pechblende; celle-ci finement pulvérisée est mise en suspension dans du chloroforme, dans un récipient au fond duquel est placé un disque de cuivre soigneusement pesé : en s'évaporant le chloroforme laisse sur le disque une couche de pechblende très mince et uniforme, dont le poids sera ultérieurement déterminé. Au-dessus de la couche de minerai, et aussi près d'elle que possible, on place un écran de sulfure de zinc phosphorescent : les scintillations produites par les rayons α de la matière radioactive sont observées au moyen d'un microscope dont le champ, soigneusement mesuré, a un diamètre de 0,126 cm. L'auteur vérifie, d'abord, que le nombre de scintillations produites par minute augmente proportionnellement à l'épaisseur de la couche active, jusqu'à une certaine valeur de celle-ci, à partir de laquelle il devient rapidement constant. Il prend, pour faire les calculs définitifs, une épaisseur de minerai pour laquelle cette loi est encore linéaire. La teneur en uranium de la pechblende a été déterminée par l'auteur, en dosant l'uranium à l'état de pyrophosphate, et évaluée à 41,8 pour 100. D'autre part, le poids de la couche active étudiée est de 0,0201 gr, de sorte que le poids d'uranium est $0,0201 \times 0,418$. Le nombre de scintillations observées par minute dans le microscope est 21,2 par minute, le diamètre de la couche active est 3,77 cm. En raison du rapprochement de l'écran phosphorescent et de la couche de minerai, le nombre de particules calculé sera la moitié du nombre total produit. Finalement le nombre total de particules α émises pendant une seconde par 1 gr. d'uranium sera :

$$\frac{2 \times 21,2 \times (3,77)^2}{60 \times 0,201 \times 0,418\,(0,126)^2} = 7,56\,10^{10}.$$

L'auteur confronte ce nombre avec celui que l'on peut déduire du nombre de $15,6.10^{10}$ de particules α produites par 1 gr. de radium en équilibre avec son émanation et les radiums A B C, et qui a été déterminé par Rutherford. Ce dernier nombre est relatif à 4 groupes différents de

[illegible]

Sur la distribution de la vitesse des rayons β d'une substance radioactive. — Gray (J. A.) (*Proc. Roy.* [illegible] 84 [illegible]). — Nous rappelons [illegible] par des rayons de la même vitesse ; il est alors absorbé par [illegible] que le premier.

D'après Wilson, au contraire, un corps radioactif simple [illegible] une loi déterminée de la distribution de la vitesse initiale des rayons β autour d'une vitesse moyenne.

L'auteur [illegible] cette dernière manière de voir. L'auteur a étudié le spectre magnétique des rayons β de la radioactivité induite du radium par une méthode photographique : il a observé un [illegible] 2 substances différentes (les radiums B et C). Il a recommencé [illegible] théorie de Wilson. Il a vérifié que ces rayons β étaient absorbés suivant une loi exponentielle simple, sensiblement indépendante de l'épaisseur de la couche de Ra E : [illegible] opérait dans le vide et ne faisait traverser aux rayons β que des épaisseurs de matières très petites, pour éviter leur dispersion. J. Danysz

La perte de vitesse subie par les particules β en traversant la matière. — Wilson (W.) (*Proc. Roy.* [illegible] 84 [illegible]). — [illegible] rieur, l'auteur avait montré qu'un faisceau de rayons β de même vitesse est absorbé par la matière suivant une loi linéaire. D'autre part, le coefficient d'absorption étant de plus en plus grand pour des rayons β de plus en plus lents, [illegible] champ magnétique les saisit encore pour les [illegible] champ en D en maintenant celui de C parfaitement constant. [illegible] ayant

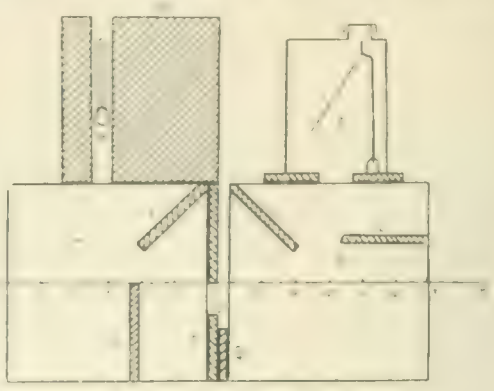
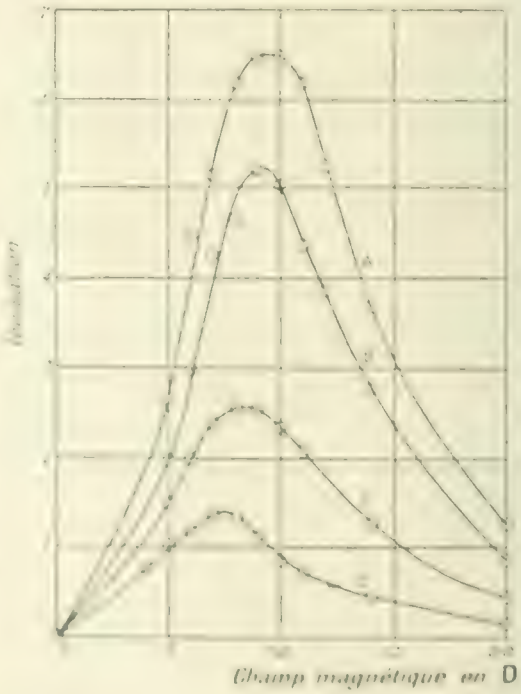


Fig. 1.

[illegible] 5.5 cm. Enfin on peut placer en O sur leur trajet des écrans d'aluminium, d'épaisseur voulue.

[illegible] — L'auteur mesure les l'ionisation dans la cage de l'électroscope pour des champs magnétiques en D variables (celui de C étant maintenu constant) et il trace la courbe correspondante ; il recommence après avoir placé en O un écran d'aluminium d'épaisseur plus grande et il obtient une deuxième courbe, de même allure mais située tout [illegible] il [illegible] construit



[illegible] côté de la partie principale du faisceau qui correspond au [illegible]

de part et d'autre du maximum. C'est ce maximum que prend donc Wilson pour caractériser la vitesse du faisceau. Or, un seul regard sur les 4 courbes permet de voir que ce maximum se déplace vers les champs faibles, lorsqu'on augmente l'épaisseur des écrans d'aluminium en O. Il en résulte donc que la vitesse des rayons β est diminuée quand ils traversent la matière. En outre, ces courbes montrent encore qu'une portion des particules β est directement absorbée par les écrans traversés.

4. Connaissant le rapport $\frac{m}{e}$ des particules β, le champ H en D et le rayon ρ du cercle décrit, il est facile de calculer la vitesse des rayons β. Les résultats obtenus

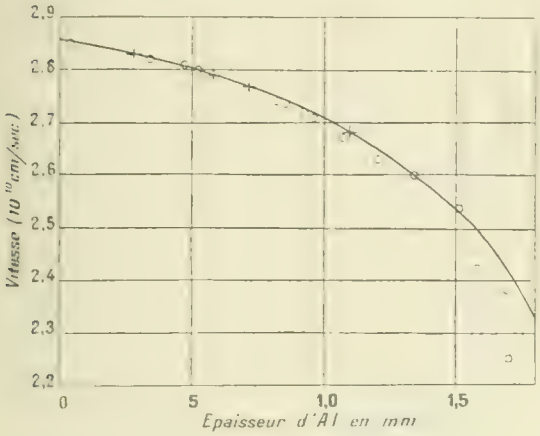


Fig. 3.

sont représentés sur la courbe (fig. 3), dans laquelle les épaisseurs d'aluminium sont portées en abscisses et les vitesses des rayons β émergeant en ordonnées.

A titre de vérification, l'auteur a comparé les nombres ainsi obtenus pour la vitesse avec ceux qu'il a déduits par le calcul de son mémoire antérieur : il a observé une concordance absolue. J. Danysz.

Sur les rayons γ primaires et secondaires. — **Florance (D.)** [*Phil. Mag.*, **20** (1910) 921-958]. — Lorsque les rayons γ frappent un corps, ils produisent des rayons secondaires ayant, pour la plus grande partie, une pénétrabilité comparable à celle des rayons γ primaires. Les rayons primaires et secondaires sont-ils différents en leur essence, ou bien ceux-ci ne sont-ils que le résultat d'une diffusion de ceux-là? Telle est la question principale que se pose l'auteur, et ses expériences le conduisent à la seconde manière de voir.

Si on fait passer un faisceau de rayons γ à travers des épaisseurs de matière croissantes, on observe généralement que l'absorption ne suit pas rigoureusement une loi exponentielle, tout au moins pour des épaisseurs faibles; d'ailleurs les valeurs numériques des coefficients d'absorption λ que donnent différents auteurs sont loin d'être concordantes entre elles. M. Florance pense que la baisse initiale de λ vient de l'hétérogénéité du rayonnement γ; il est donc ici en désaccord avec les dernières expériences de M. Soddy [v. *Le Radium*, **7** (1910) 209]. Quant aux divergences des nombres obtenus avec des dispositifs différents, elles s'expliquent certainement par l'effet de rayons secondaires, dont on n'a généralement pas assez tenu compte jusqu'à présent. Voici quelques expériences intéressantes qui montrent le rôle important de ces rayons :

1° On a du radium protégé par 1,4 cm. de plomb, et un électroscope placé à 56 cm. du radium. Si on mesure λ en interposant un écran de plomb de 0,7 cm. d'épaisseur et de 11 × 11 cm. de surface, on trouve :

λ = 0,50 lorsque l'écran est placé contre le plomb qui entoure le radium;

λ = 0,55 lorsqu'il est placé près de l'électroscope;

l'épaisseur de matière traversée est pourtant la même dans les deux cas.

2° Le radium est à 80 cm. de l'électroscope, et un écran large (20 × 20 × 1 cm.) est placé entre les deux, à différentes distances du radium. On mesure λ en appliquant un autre écran de 0,7 cm. contre l'électroscope; λ varie entre 0,54 et 0,62 suivant la position du premier écran.

3° On met devant le radium une bande de plomb suffisamment large pour que tous les rayons directs tombant sur l'électroscope soient obligés de passer à travers cette bande; on a λ = 0,51. On ajoute de chaque côté de cette bande une autre bande pareille, c'est-à-dire qu'on triple la surface de l'écran; λ est alors = 0,46, quoique les rayons primaires aient dû être absorbés également dans les deux cas.

Pour étudier le rayonnement secondaire d'une façon plus systématique, l'auteur a employé le dispositif suivant (fig. 1).

L'électroscope se trouvait dans l'une des positions I à VII, disposées suivant l'arc d'un cercle; le « radiateur »

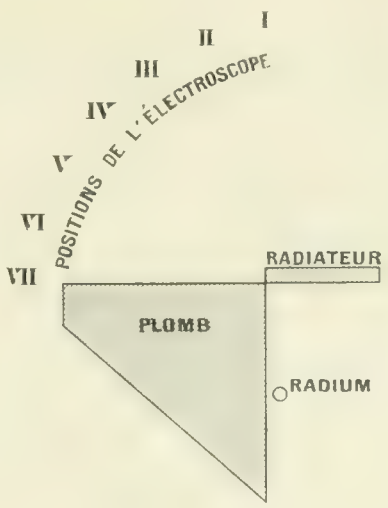


Fig. 1.

est une lame de plomb, de fer ou de charbon, d'épaisseur variable; le radium (500 mgr) est placé de telle façon que les rayons directs ne peuvent arriver jusqu'à l'électroscope que dans sa position I; dans les autres positions, ils sont entièrement absorbés par une grande masse de plomb. Voici ce qu'on observe en faisant varier l'épaisseur du radiateur. Pour chacune des positions II, III, IV, le rayonnement secondaire augmente d'abord avec l'épaisseur, puis passe par un maximum et se met à baisser, lorsque l'épaisseur devient assez grande pour affaiblir suffisamment les rayons primaires. Pour des positions plus obliques (V, VI, VII), l'ionisation augmente au contraire suivant une loi de la forme $1 - e^{-\lambda x}$, c'est-à-dire qu'elle atteint une limite pour des épaisseurs suffisantes. On peut dire que, dans le premier cas, on a affaire surtout aux rayons secondaires « émergents », c'est-à-dire à ceux émis dans la direction du faisceau primaire; dans le second, il intervient

[illegible] augmente l'angle que la direction des rayons fait avec la [illegible] brusque entre les positions I et II. Par exemple, pour des rayons ayant traversé 0,4 cm. de plomb, on a :

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	4,44	[illegible]

[illegible] pour les radiateurs faits de substances différentes; on ne voit donc pas qu'il y ait un type de rayonnement secondaire [illegible] bien montrer que les rayons secondaires ne sont autre [illegible] tion de λ, elle peut s'expliquer par l'hétérogénéité du [illegible]

Sur les rayons [illegible] du thorium et de l'actinium [illegible] Soddy [illegible] 21 [illegible] parties.

[illegible] le fait est arbitrairement pris pour unité

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

sauf pour des épaisseurs x faibles; mais les valeurs de μ dépendent essentiellement des conditions de l'expérience, et une valeur que l'on indiquerait sans préciser celles-ci n'aurait aucun sens. Voici quelques résultats intéressants à ce sujet. Tout d'abord, la substance active doit être placée [illegible] à 15 ou 14 cm par exemple; en effet, pour des distances inférieures, μ augmente sensiblement quand on diminue la distance.

Si les rayons ont à traverser successivement plusieurs substances différentes, l'absorption dépend non seulement [illegible] dans lequel elles sont traversées. L'effet le plus caractéristique de ce genre est le durcissement des rayons γ par le plomb : quand un rayonnement a traversé du plomb, son coefficient μ relatif à un métal autre que le plomb diminue; [illegible] pour les autres métaux, quoique à un degré moindre. Toutefois chacun des rayonnements « durcis » par le passage à travers le plomb continue à être absorbé suivant une loi exponentielle, quoique avec un coefficient μ modifié. Il faut en conclure qu'une loi d'absorption exponentielle ne signifie pas nécessairement qu'une couche dx de métal arrête une fraction constante μdx du rayonnement incident, sans modifier le reste. Ceci est du reste analogue à ce qu'on semble devoir admettre pour les rayons β, car on a bien montré qu'un rayonnement β hétérogène pouvait être absorbé suivant une loi exponentielle. La différence consiste en ce que pour les rayons β on n'a jamais obtenu de courbes vraiment exponentielles dans un intervalle de x un peu considérable, tandis que pour les rayons γ on a, dans des conditions convenables, une loi strictement exponentielle.

La loi exponentielle ne se vérifie généralement qu'à partir d'une certaine épaisseur de matière traversée, par exemple 1 cm de plomb; pour des distances x plus faibles, i diminue avec l'augmentation de x beaucoup plus rapidement [illegible] 1 cm de plomb, par exemple, il y a longtemps que ceux-ci [illegible] on peut en effet trouver des dispositifs tels que l'absorption soit strictement exponentielle dès le début, ou même que la partie initiale de la courbe $\log i = \text{const.} - \mu x$ soit concave à l'origine au lieu d'être convexe comme dans le [illegible]

III. [illegible] *pour les divers radio-éléments.* — Les auteurs ont fait des mesures comparatives avec un certain nombre de dispositifs différents; voici par exemple ce qu'on a pour le cas où la [illegible] de la substance, sa base est constituée par 0,975 cm de plomb. Ce dispositif pourrait être adopté comme dispositif [illegible]; on pourrait comparer de la sorte des échantillons [illegible] très différente, au moyen de blocs de plomb sur[illegible]

[illegible] première, les autres métaux usuels la deuxième, et quel[illegible]

[illegible] considérablement différents. Par exemple, si les écrans sont [illegible]

Tableau I

Substances	Ra D		Ra		MsTh2		UrX.	
	γ	100 γ/β	γ	100 γ/β	γ	100 γ/β	γ	100 γ/β
Plomb	0,462	4,05	0,560	4,78	0,690	5,44	0,725	5,76
Cuivre. . .	0,264	5,54			0,[illegible]	4,25		
Laiton. .	0,271	5,25			0,[illegible]	4,2[illegible]		
Fer. . . .	0,250	5,28			0,546	4,15		
Etain	0,276	5,26			0,505	4,21		
Zinc. . .	0,255	5,50			0,500	4,24		
Ardoise . .	0,0961	5,57			—			
Aluminium	0,0946	5,24			0,119	4,21		
Verre	0,0886	5,52			0,115	4,48	0,122	4,84
Magnésie en laine	0,062	5,25			0,090	4,69	0,0917	4,78
Soufre	0,066	5,69	0,078	4,78	0,085	4,[illegible]	0,0921	5,16
Paraffine	0,051	5,61	0,040	4,64	0,050	5,80	0,0475	5,62
	Moyenne 5,39				Moyenne 4,50			

au lieu de l'être contre la substance active, on obtient des valeurs de γ plus élevées de 5 p. cent. environ.

Les mêmes expériences ont été répétées avec un échantillon d'actinium relativement actif (équivalent à 0,25 mg de $RaBr_2$ en activité γ à travers 5 mm de plomb). Ainsi que l'avait montré Godlewski, le plomb absorbe les rayons γ de l'Act d'une façon anormale : c'est pourquoi on n'a pas employé le dispositif décrit ci-dessus, mais un autre semblable, où la base de plomb de l'électroscope n'avait que 5 mm d'épaisseur ; l'électroscope était à 8,5 cm de la substance. Voici les valeurs de α :

Substance absorbante	Act	RaC
Plomb	1,20	0,547
Zinc .	0,521	0,269
Zinc (rayons durcis par 0,6 de Pb)	0,420	0,262
Aluminium	0,217	0,115

Les courbes relatives à Zn, Al, Cu sont exponentielles après une courte partie initiale ; celle du plomb ne devient exponentielle qu'à partir de 0,85 centimètres.

Relations entre le rayonnement γ et les autres propriétés des radio-éléments. — Plus la pénétrabilité d'un rayonnement γ est grande, moins il y a de différence entre les manières dont il se comporte dans le plomb et dans les autres métaux, et moins il subit l'effet durcissant du plomb. D'autre part, on peut remarquer une relation curieuse entre la pénétration des rayons γ d'une substance S et le parcours des particules α émis par la substance qui précède S dans la série des transformations, et par celle qui la suit. Dans le tableau suivant, les substances S sont inscrites dans l'ordre des pénétrabilités croissantes des rayons γ ; on voit que les parcours suivent le même ordre.

S	UrX	MsTh2	Ra	RaD
Substance précédente	Ur 2,7	Th 3,5	RaA 7,85	RaC 8,6
Substance suivante	Ionium 2,8	Radiothor 3,9	RaB 3,05	—

Par contre, il n'y a pas de relation visible entre les rayons β et γ d'une même substance, en ce qui concerne leur pénétrabilité, leur intensité relative et leur degré d'homogénéité.

L. Kolowrat

Détermination du rapport du poids à la masse pour les corps radioactifs. — Southerns L. *Proc. Roy. Soc.*, **84** (1910) 525-544.

J. J. Thomson a émis en 1909, l'hypothèse qu'un système électrisé lève autour de lui une masse d'éther proportionnelle à son énergie électrique, et qu'il en résulte pour le système matériel une augmentation de la masse seule, alors que son poids reste inaltéré. Des mesures de Rutherford, il a déduit que la perte d'énergie subie par 1 gramme de radium par sa transmutation complète en éléments non radioactifs doit entraîner une diminution de masse de 1/10 de milligramme.

C'est la vérification de cette hypothèse qui fait l'objet du présent travail. L'appareil employé est un pendule composé dont le balancier porte une boîte que l'on remplit de substance ordinaire, telle que de l'oxyde de plomb, ou bien de matière radioactive. La durée d'oscillation d'un tel pendule est comme on sait $t = 2\pi\sqrt{\frac{I}{Mgh}}$ si l'on suppose que g est le même pour tous les corps.

S'il n'en est pas ainsi, le produit Mg doit être remplacé par une expression W qui dépend des poids de chaque élément de pendule ; on fait ici W constant, en remplissant la boîte toujours avec les mêmes poids de substance. Notre formule devient alors $t = 2\pi\sqrt{\frac{I}{Wh}}$.

On sait qu'à chaque point A du balancier il existe en général un autre point B et un seul tel que les durées d'oscillations autour de A ou B soient les mêmes, et il y a un point X qui est à lui-même son correspondant. Au voisinage de X et de part et d'autre de lui, M. Southerns fixe 2 couteaux sur le balancier. D'autre part la boîte destinée à recevoir les substances étudiées peut être déplacée le long du balancier, de manière à faire varier h.

Soient maintenant t_1 et t_1' les durées d'oscillations autour des 2 couteaux (t_1 relative au couteau le plus élevé), pour une position déterminée de la boîte ; puis t_2 et t_2' les valeurs de ces mêmes durées quand on a un peu abaissé la boîte. De la position des 2 couteaux, résultent les inégalités : $t_1 < t_2$ [illegible] t_1'.

Si, pour diverses positions de la boîte, on porte en abscisses les temps t' relatifs au couteau le plus bas, et en ordonnées les temps t [illegible] on obtient une courbe sensiblement rectiligne, étant donnée la petitesse des déplacements de la boîte.

Si maintenant nous changeons le contenu de la boîte, et le remplaçons par une matière ayant exactement le même poids que la substance précédemment étudiée, mais une masse différente, l'expression W de notre formule reste la même, mais I est changé ; il en résulte une variation de t du même sens que pour la masse de la boîte. Nous aurons donc une deuxième courbe donnant t en fonction de t' qui

[illegible]

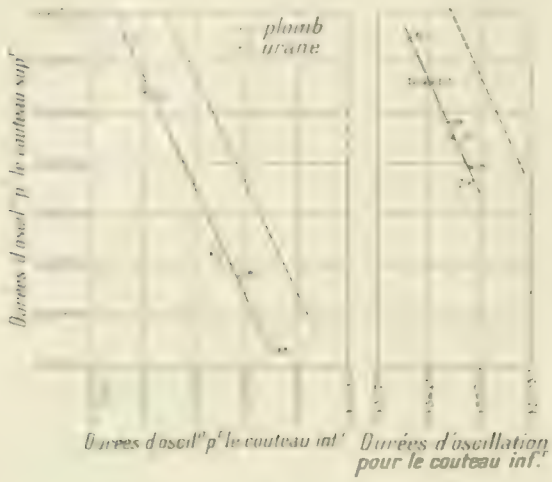


Fig. 1.

[illegible] est relatif à l'oxyde d'uranium, les points en croix à de l'oxyde de plomb — on voit que ces points se mettent tous sur la même droite, dans une même série d'expériences.

L'on [illegible] qu'à $\frac{1}{200\,000}$ près, le rapport du poids à la [illegible] est le même pour le plomb et pour l'uranium. Les lignes pointillées sont celles que l'on aurait dû trouver si l'augmentation de masse des corps radioactifs était celle que l'on prévoyait d'après ce qui a été indiqué au début de [illegible].

Il est inutile de décrire ici les précautions très minutieuses dont s'est entouré l'auteur pour éliminer les diverses causes d'erreur dues aux variations de température, à la [illegible]. J. [illegible].

Note sur la réflexion diffuse pendant le recul radioactif. — Makower W. et Russ S. (*Proc. Roy. Soc.*, [illegible] 55 [illegible]). — [illegible] de la projection du RaB par le [illegible] peut retrouver une partie du RaB projeté [illegible] vant. Les expériences [illegible] jeté.

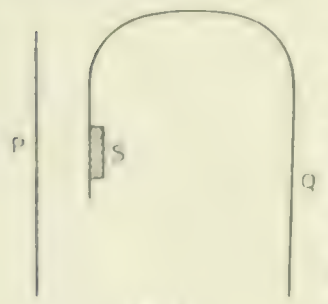


Fig. 1.

[illegible] projection radioactive du RaB, venant d'un fil en platine P, [illegible] de RaB.

Or la présence du RaC sur S ne peut être attribuée à la réflexion diffuse des atomes du RaC, car l'examen de l'activité de la surface Q montre que cette surface reçoit du RaB pur.

L'activation de S par le RaC paraît ainsi due à la projection du RaC par le RaB, présent sur Q. Le fait que la surface Q n'est que 20 fois plus active que la surface S (la comparaison étant faite 20 minutes après l'exposition) montre que la quantité du RaC projeté par Q est exceptionnellement grande dans ces conditions.

Les auteurs pensent que la faiblesse du rendement de la projection du RaC, dans des conditions ordinaires, s'explique par la présence inévitable d'une couche de matière étrangère recouvrant le dépôt actif. — Si le RaC se détache avec une grande facilité de la surface Q, c'est que la formation d'une telle couche dans le vide est impossible. L. Wertenstein.

L'hélium et l'époque géologique. — Strutt (R.-J.) (*Nature*, 85 (1910) 6). — Piutti a montré expérimentalement qu'il pouvait y avoir occlusion d'hélium de l'air au moment de la solidification de certains sels et en a conclu qu'on ne pouvait avoir confiance dans les résultats donnés par Strutt relativement aux époques géologiques d'après la quantité d'hélium accumulée dans les minéraux. Strutt discute les expériences de Piutti et pense qu'elles n'ont prouvé ni que la quantité d'hélium extraite des sels était supérieure à la quantité d'hélium contenue dans l'air, ni qu'il y ait une absorption sélective d'hélium. Il semble, d'après l'auteur, que cette absorption sélective est peu probable à cause de l'absence d'affinité chimique de l'hélium et des autres gaz, et de sa faible solubilité par rapport aux autres gaz. Au contraire, le faible poids moléculaire de ce gaz faciliterait son départ, au cas où il serait emprisonné mécaniquement. Les gaz des minéraux sont plusieurs fois plus riches en hélium que l'atmosphère et un simple emprisonnement d'air serait insuffisant à expliquer la quantité d'hélium trouvée dans les minéraux.

En ce qui concerne l'absorption d'hélium par les minéraux dans l'intérieur de la terre, il est indiscutable que ce fait existe pour la plupart des roches. Toutefois l'auteur n'a [illegible] que les minéraux tels que le zircon et le sphène qui sont beaucoup plus radioactifs que les roches en général et qui contiennent beaucoup plus d'hélium. On ne peut supposer que cet excès d'hélium ait une origine étrangère au minéral. G. Danne.

Sur l'accumulation de l'hélium dans les temps géologiques. — Strutt R. J. (*Proc. Roy. Soc.*, 84 (1910) 194-196). — Le présent mémoire fait suite aux [illegible] que M. Strutt a déjà publiés sur le même sujet.

Le [illegible] sur toute une série de minerais, avec les mêmes notations que dans les mémoires précédents.

Les faits sur lesquels Strutt appelle particulièrement l'attention sont les suivants :

1° Un échantillon de sphène (N° 1 dans le tableau) a donné une proportion d'hélium infiniment petite par rapport aux autres échantillons du même minerai. Or, précisément, le premier appartient à l'époque tertiaire, alors que [illegible] une teneur en hélium de beaucoup trop grande, et ce fait est général dans les échantillons de ce minerai.

[illegible] Boltwood : le beryl en cristallisant aurait condensé en lui le radium et autres matières radioactives de vie relativement

N	Minéral et localité	Age géologique	Par gramme				Rapport en hélium
			Hélium en 10^{-6}	U_3O_8 en grammes 10^{-3}	ThO_2 en grammes 10^{-3}	Total équivalent, U_3O_8	
1	Sphène. Lincoln Sta. . . .	Indéterm.	0,06	0,497	17,2	5,99	<0,015
2	— Coal Spring, New-York	Archéen.	101	1,87	4,25	2,75	57,0
3	— Lewis Co., New-York	—	166	2,74	5,68	3,46	47,8
4	— Renfrew Co., Ontario.	—	94,8	4,50	1,98	4,70	20,2
5	— — —	—	176	1,72	4,82	2,70	65,0
6	— Iwedersbrand, Norway	—	57,6	0,772	4,75	1,75	19,4
7	— — —	—	45,4	0,921	0,920	1,11	40,8
8	— Arendal, Norway . . .	—	125	2,46	4,54	5,54	56,8
9	Thorianite, Ceylan . . .	—	95,000	2450	6544	5780	24,6
10	— — . . .	—	78,000	1540	7265	2785	27,9
11	Lepidolite, Ivigtut, Greenland .	—	195	0,050	18,2	3,72	51,8
12	Beryl. Acworth, New Hampshire	Protérozoïque.	128	0,014	0	0,014	9140

courte : en se détruisant, toutes ces substances auraient alors produit le grand excès d'hélium observé. Il faut alors admettre qu'un tel fait ne s'est pas produit dans les autres minerais radioactifs tels que la thorianite ou la zircone.

J. Danysz.

Sur le radium contenu dans le basalte. — **Strutt R. J.** *Proc. Roy. Soc.*, **84** (1910) 577-579. — Le professeur Joly ayant trouvé dans les basaltes des teneurs en radium 8 fois plus grandes que Strutt, celui-ci s'est proposé dans ce travail de refaire ses anciennes déterminations. Il a examiné un grand nombre d'échantillons de basalte. Le traitement chimique qu'il leur a fait subir, pour pouvoir en extraire l'émanation du radium, était le même en gros que dans ses travaux antérieurs ; il lui a seulement apporté les perfectionnements suivants : le produit résultant de la fusion du minerai avec du carbonate de soude était traité par l'eau, le liquide filtré, maintenu longtemps à l'ébullition, laissait se former un précipité : autrefois ce précipité était laissé tel quel dans le liquide ; dans les expériences actuelles, il a été séparé du liquide par filtration et mis en solution dans de l'acide chlorhydrique. Et quant aux carbonates insolubles provenant de la fusion initiale avec le carbonate alcalin, ils étaient traités par l'acide chlorhydrique : là encore il restait un précipité de silice qu'autrefois Strutt laissait dans le liquide, et que maintenant il a remis en solution. De cette manière il a pensé éviter les causes d'erreurs, provenant de ce que l'émanation produite dans les précipités pouvait ne pas se dégager complètement.

Description	Radium par gramme en grammes $\times 10^{-12}$
Coarse-grained basalt. Hightown, près Belfast	0,16
Fine-grained basalt. Oelberg, Siebengebirge	0,55
Fine-grained basalt. Tobermory Mull .	0,55
Olivine basalt. Talisker Bay, Skye . .	0,57

Les résultats qu'il a ainsi obtenus (voir le tableau) sont pourtant concordants avec ceux qu'il avait déjà publiés antérieurement, et demeurent très différents de ceux du professeur Joly.

J. Danysz.

Recherches sur la teneur de certaines roches en radium. I. — **Buchner (E. H.)** *Proc. Roy. Ac. Amsterdam* **13** (1910) 559-565]. L'auteur rappelle les résultats de Strutt et de Joly qui ont trouvé une teneur moyenne des roches de l'ordre de 10^{-12} gramme de radium par gramme de roche, et l'écart mal expliqué entre cette teneur et celle de 20 à 50 plus faible qui suffirait, d'après Rutherford, à maintenir le gradient de température à la surface de la Terre tel que nous le connaissons. Il fait remarquer que le nombre d'échantillons analysés n'est pas encore bien considérable et que ces échantillons sont loin d'avoir été pris un peu partout. Il se propose de compléter ces mesures et commence par des échantillons provenant de Sumatra.

Il emploie la méthode ordinaire d'attaque par le mélange des carbonates alcalins fondus. Les résidus insolubles dans l'eau et dans les acides sont dissous dans une solution de soude bouillante. On réunit ainsi toute la matière dans deux solutions, l'une acide, l'autre alcaline. On laisse l'émanation s'accumuler pendant au moins un mois, puis on la chasse par ébullition et on la dose par la méthode connue.

L'appareil de mesure (électroscope et chambre d'ionisation) est étalonné au moyen de l'émanation accumulée pendant un certain temps par une solution dosée de radium.

La majeure partie du radium était toujours contenue dans la solution acide.

Voici les résultats numériques obtenus :

Quartz porphyrite .	Rivière Malakoetan .	1,5 10^{-12} gr.	
Granite	Sinsemboen . . .	2,5	—
Basalte	Volcan d'Azo . .	15,0	
Andésite	Padang. . . .	5,1	—
Augite andésite . .	Soenger Landak .	1,5	—
Augite andésite . . .	Aper Kodjang	0,56	
Granite	Rivière Pisoe . .	1,5	
Granite . . .	Soenger Landak .	7,1	
Diorite .	Alboer Lampoeng .	0,50	
Diabase . .	Schoenkang .	0,75	

L. Dunoyer.

Sur la radioactivité du granit de Leinster en Irlande. **Fletcher A.** *Phys. Rev.*, **21** (1911) 102-111]. — Ce gisement de granit est le plus important qui existe en Grande-Bretagne ; les micas qu'il contient sont la biotite et la muscovite. La radioactivité est distribuée assez inégalement dans la masse du minéral, les teneurs en radium observées ayant varié entre $0,41 \cdot 10^{-12}$ et $4,56 \cdot 10^{-12}$ gr. de Ra par gr. de substance. L'auteur a cherché à voir si la radioactivité pouvait être attribuée à un constituant déterminé, et il a trouvé que la biotite était beaucoup plus active que le reste ; ainsi, dans un des échantillons examinés, la moitié de l'activité revenait à la bio-

[illegible] *Lincei*, 7 (1910) 7,0 [illegible] de Th [illegible] assez constant [illegible] moyenne).

L. Kolowrat.

L'équilibre radioactif dans la cotunnite du Vésuve. — Rossi P. (*Rend. Acc. Lincei*, 19 (1910) [illegible] 1907 [illegible] du Vésuve [illegible] 1872 [illegible] était loin d'avoir atteint l'équilibre radioactif. Outre le [illegible] ne pas être en équilibre [illegible] 1907 ne renfermait [illegible] de RaE par rapport à la quantité [illegible] avec les observations de Piutti, qui n'a pu déceler dans les minéraux ré[illegible] du Vésuve [illegible] RaEmanation.

Léon Bloch.

Électronique

Sur une dissymétrie dans l'émission des particules cathodiques produites par le rayonnement secondaire homogène. — Beatty (R.V.) (*Proc. of Cambridge Phil. Soc.*, 15 (1910) 492). — On sait que le rayonnement secondaire homogène [illegible] X émis par les tubes très mous. Le dispositif expérimental permettait d'utiliser successivement dans le même tube des anticathodes formées de métaux différents.

Voici les principaux résultats obtenus par l'auteur, qu'il qualifie de préliminaires :

1° Au dessous d'une certaine vitesse, les rayons cathodiques n'excitent pas les rayons X.

2° Pour les rayons cathodiques produits par un potentiel de 2500 volts, voici l'ordre dans lequel se placent les différentes anticathodes au point de vue de l'intensité de rayons X émis : l'Al, le Pt, l'Ag, le Pb, le Sn, le Ni, le Cd, le Sb, le Cu, le Zn. L'Al est cinq fois aussi actif que le Cu.

3° Il y a des raisons pour croire que l'Al et le Pt émettent un rayonnement secondaire caractéristique. Le rapport $\frac{\alpha}{\rho}$ du coefficient d'absorption dans l'Al, à la densité, [illegible]

Ce rayonnement paraît quelque peu plus pénétrant que le rayonnement primaire.

Il est accompagné d'une émission corpusculaire.

L. Wertenstein.

Sur les rayons positifs (3). — Wien (W.) (*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 871-92). — L'auteur a repris et [illegible] sur les rayons canaux de l'hydrogène.

Dans le cas des rayons canaux de l'hydrogène on a pu vérifier que le maximum d'action sur la pile thermoélectrique concorde avec le maximum de l'action de [illegible] tion systématique de la fluorescence.

[illegible] 1,10.

[illegible] ait généralement

[illegible] vant pas d'affaiblissement sensible en traversant les 3 feuilles. Tel est le cas du rayonnement secondaire émis par l'Ag, le Sn, l'Al. Dans le cas du Fe, du Cu, du Se, il est nécessaire de tenir compte de l'absorption du rayonnement homogène dans les 3 feuilles.

Voici les résultats obtenus :

[illegible]	$r_3 - r_1$	[illegible]
Fe	0.860	1.02
Cu	0.950	1.01
Se	1.085	1.10
Ag	1.29	1.29
Sn	1.505	1.505
Al	1.455	1.455

Ces expériences restent les mêmes si on remplace la feuille d'Ag par une feuille de Cu.

On voit donc qu'il existe dans ces conditions une dissymétrie dans l'émission cathodique, d'autant plus forte que le rayonnement homogène est plus pénétrant.

Cette dissymétrie est identique pour le Cu et pour l'Ag, bien que ces corps soient, en général, des radiateurs très différents, surtout en ce qui concerne l'émission du rayonnement secondaire homogène.

L. Wertenstein.

Note préliminaire sur les propriétés des rayons X parfaitement absorbables. — Whidding ton (R.) (*Proc. of Cambridge Phil. Soc.*, 15 (1910) 574). — L'auteur a étudié les propriétés des rayons X émis par les tubes très mous. Le dispositif expérimental permettait d'utiliser successivement dans le même tube des anticathodes formées de métaux différents.

Voici les principaux résultats obtenus par l'auteur, qu'il qualifie de préliminaires :

1° Au dessous d'une certaine vitesse, les rayons cathodiques n'excitent pas les rayons X.

2° Pour les rayons cathodiques produits par un potentiel de 2500 volts, voici l'ordre dans lequel se placent les différentes anticathodes au point de vue de l'intensité de rayons X émis : l'Al, le Pt, l'Ag, le Pb, le Sn, le Ni, le Cd, le Sb, le Cu, le Zn. L'Al est cinq fois aussi actif que le Cu.

3° Il y a des raisons pour croire que l'Al et le Pt émettent un rayonnement secondaire caractéristique. Le rapport $\frac{\alpha}{\rho}$ du coefficient d'absorption dans l'Al, à la densité, [illegible]

Ce rayonnement paraît quelque peu plus pénétrant que le rayonnement primaire.

Il est accompagné d'une émission corpusculaire.

L. Wertenstein.

Sur les rayons positifs (3). — Wien (W.) (*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 871-92). — L'auteur a repris et [illegible] sur les rayons canaux de l'hydrogène.

Dans le cas des rayons canaux de l'hydrogène on a pu vérifier que le maximum d'action sur la pile thermoélectrique concorde avec le maximum de l'action de [illegible] tion systématique de la fluorescence.

[illegible] 1,10.

[illegible] ait généralement

applicable surtout aux basses tensions, ce qui laisse supposer une hétérogénéité dans les vitesses des rayons canaux. L'écartage du faisceau dévié diminue avec la pression dans la chambre d'observation.

Avec l'hydrogène ou l'azote, l'énergie transportée par les atomes chargés positivement est toujours supérieure à celle des atomes chargés négativement, quel que soit le gaz présent dans la chambre d'observation. L'oxygène se comporte d'une façon inverse, tant qu'on n'élimine pas la vapeur de mercure. L'hydrogène, le tétrachlorure de carbone produisent le même effet que la vapeur de mercure, l'azote est sans action.

L'hydrogène et l'oxygène donnent des déviations égales sous tout voltage si le champ magnétique est dans le rapport des racines carrées des poids atomiques (1 : 4). La déviation électrique est la même sous tout voltage.

La vapeur d'iode donne des rayons canaux très réguliers qui suivent aussi la loi de la racine carrée du poids atomique. Le faisceau dévié dans le sens négatif est très faible, et le faisceau positif beaucoup plus intense que le faisceau non dévié.

Dans l'oxygène et l'air on observe toujours les rayons canaux de l'hydrogène ; dans la vapeur d'iode on obtient avec intensité ceux de l'oxygène, même quand les gaz sont très soigneusement purifiés.

Les déviations magnétiques sont toujours inversement proportionnelles à la racine carrée de la tension, les déviations électriques inversement proportionnelles à la tension elle-même. Il n'y a donc pas, comme l'a trouvé J. J. Thomson pour les rayons canaux les plus rapides, indépendance de la déviation et de la tension. Les valeurs absolues calculées pour $\frac{e}{m}$ sont toujours plus petites qu'il ne conviendrait pour des charges atomiques ayant subi l'action de la tension totale, mais ceci ne suffit pas à montrer que les charges doivent leur vitesse à une autre cause que la différence de potentiel. Léon Bloch.

Sur les spectres des rayons anodiques. — **Reichenheim O.** [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910), 747-762]. — Il règne une grande incertitude sur la nature des centres d'émission des séries spectrales. Lenard estime que la série principale est émise par des atomes neutres, les séries secondaires par des atomes positifs. Fredenhagen admet que la série principale est due à l'oxyde du métal, les séries secondaires au métal lui-même. Stark soutient que les différentes séries sont émises par des atomes chargés positivement.

Pour décider entre ces hypothèses, il est commode de faire des observations sur les rayons anodiques analogues à celles qu'on a faites sur les rayons canaux. Pour la plupart des éléments, les rayons anodiques sont plus faciles à obtenir que les rayons canaux. De plus, dans l'action d'un champ électrique et magnétique, le faisceau anodique est *totalement* dévié, tandis qu'avec les rayons canaux on observe toujours un faisceau non déviable dû aux particules demeurées neutres durant la traversée du champ.

Les tubes à rayons anodiques comportent une anode constituée d'un sel métallique tassé avec de la poudre de graphite. Leur fonctionnement n'est pas très régulier et parfois ils cessent assez vite de donner des rayons anodiques.

Les spectres anodiques des métaux alcalins ressemblent aux spectres d'arc, avec cette différence qu'on n'a pu y déceler aucune raie de la deuxième série secondaire. Les spectres des alcalino-terreux sont beaucoup plus simples que les spectres d'arc ; ils comportent une série de doublets (têtes de séries de doublets de Runge et Paschen) plus une raie isolée. Le spectre anodique du cadmium est difficile à observer et paraît confiné dans l'ultraviolet, celui du fer ne s'obtient qu'avec les sels ferriques et semble constitué de raies assez simples dans le bleu et le vert.

L'intensité relative des différentes raies varie le long du rayon anodique sans qu'il y ait changement corrélatif de la vitesse. De pareilles variations se produisent aussi avec le temps. M. Reichenheim rapproche ces phénomènes de ceux qu'on observe dans les protubérances solaires.

Les rayons anodiques des métaux alcalino-terreux présentent l'effet Doppler, mais sans aucune trace de *raie au repos*. Il faut attribuer ce fait à l'absence de vapeur immobile émettant le même spectre que les rayons, comme cela arrive pour les rayons canaux. La valeur de $\frac{e}{m}$ pour le strontium et le calcium correspond bien à des ions atomiques bivalents.

La théorie de Stark est celle qui s'accorde le mieux avec ces résultats. Léon Bloch.

Sur la dispersion des rayons β homogènes et la détermination du nombre des électrons contenus dans un atome. — **Crowther (J. A.)** [*Proc. Roy. Soc.*, 84 (1910), 226-247]. — I. De récentes recherches théoriques de J.-J. Thomson ont conduit aux résultats suivants, que nous rappellerons rapidement :

Si Φ_m est l'angle moyen de déviation que subit une particule β en traversant une épaisseur t de matière, on a :

$$\frac{\Phi_m}{\sqrt{t}} = \text{constante},$$

la constante ne dépendant que de la nature de la matière traversée.

D'autre part, θ étant la déviation moyenne subie par une particule β au passage d'un atome, et c une constante pour chaque espèce de matière, l'expression $e^{-\frac{\Phi^2}{c\theta^2}}$ représente la probabilité pour qu'une particule β subisse une déviation supérieure à Φ lors de la traversée d'un écran d'épaisseur t.

Par suite, l'angle Φ, pour lequel cette probabilité est 1/2, est relié à l'épaisseur correspondante t_m de l'écran, par la relation

$$\frac{\Phi_m}{\sqrt{t_m}} = \sqrt{c \log 2}.$$

Enfin la probabilité pour qu'une particule β subisse une déviation plus petite que Φ sera $1 - e^{-\frac{K}{t}}$, K étant constant pour une valeur constante de Φ.

Pour le calcul de θ, J.-J. Thomson introduit le nombre N_0 des électrons contenus dans un atome, et il [illegible] les 2 formules suivantes :

$$\text{A} \qquad \Phi = \frac{e^2}{mv^2}\sqrt{\frac{584}{25}\,N_0\,\frac{t}{\log\left(\frac{t}{N_0}\right)}}$$

$$\text{B} \qquad \Phi = \frac{e^2}{mv^2}\left[\frac{584}{25}\,N_0\,\frac{t}{2\left(1 - \frac{1}{8}\log\frac{t}{N_0}\right)}\right]^{\frac{1}{2}}$$

où e, m, v sont la charge, la masse et la vitesse de la particule, N_0 nombre d'atomes par cm³ de la matière traversée.

L'équation A suppose que l'électricité positive est répartie uniformément dans l'atome.

L'équation B au contraire est relative au cas où l'électricité positive serait condensée en certains points isolés de l'atome de manière que σ soit le rapport du volume qu'elle occupe au volume total de l'atome.

Dans le présent travail Crowther s'est proposé de vérifier tous ces résultats et de déterminer le nombre N_0.

[illegible]

[illegible]

écrans circulaires d'ouverture convenable. Enfin derrière S, [illegible]

[illegible] ter la dispersion due à l'air.

[illegible] l'écran qui limite la fenêtre R.

[illegible]

[illegible] devienment :

[illegible]

t étant l'épaisseur relative à une déviation Φ_m, t_m étant celle qui correspond à Φ.

[illegible] deviennent :

[illegible]

[illegible] de la densité de l'écran correspondant en prenant pour le poids de l'atome d'hydrogène $1,61 \times 10^{-24}$ gramme.

[illegible] tableau I suivant :

TABLEAU I

Carbone* . .	12	2.0	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Aluminium .	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Cuivre . . .	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	12.0
Argent . . .	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	19.2
Platine . . .	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	55.5

[illegible]

[illegible] éléments étudiés, si l'on admet l'équation A, alors qu'il [illegible]

Il en résulterait que la structure de l'électricité positive [illegible]

[illegible]

Tableau II.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]			
0.002	1.00	—	—
0.004	[illegible]	—	—
0.012	0.95	1.98	— 0.057
0.055	0.77	1.90	— 0.048
0.070	0.62	1.79	— 0.046
0.075	0.29	1.46	— 0.025
0.110	0.12	1.08	— 0.016
Platine			
0.00	1.00	—	—
0.00107	0.71	1.85	— 0.00154
0.00220	0.55	1.72	— 0.00168
0.00527	0.38	1.58	— 0.00159
0.00566	0.25	1.51	— 0.00140

concave, puis elle a un point d'inflexion, et enfin elle prend une allure exponentielle. Dans ses expériences, Wilson avait observé seulement la partie de la courbe voisine du

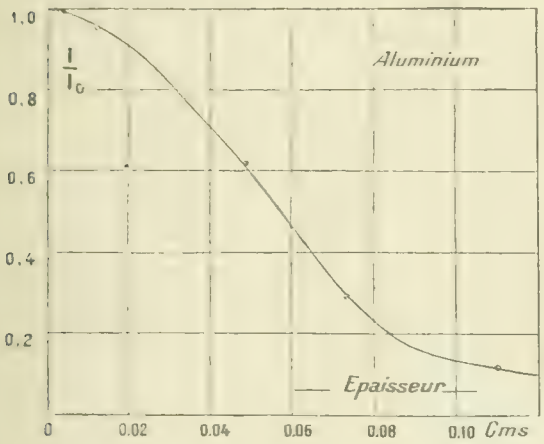


Fig. 2.

point d'inflexion, et c'est pourquoi il a trouvé que la loi d'absorption est linéaire. — Dans le cas du platine la première partie de la courbe est tellement petite que l'auteur n'a pas pu la voir : dès le début la courbe est une exponentielle simple. En étudiant la loi d'absorption dans l'aluminium des rayons β qui ont déjà traversé 0,001 cm de Pt, l'auteur a obtenu une exponentielle simple.

Ainsi donc, quand un faisceau de rayons β parallèles et de même vitesse rencontre de la matière, il commence à être dispersé, puis après une dispersion complète il est absorbé suivant une loi exponentielle simple.

L. Dunoyer.

Sur la variation de résistance de fils de nickel et de fer placés longitudinalement dans un champ magnétique intense. — Owen (E. A.) (*Phil. Mag.*, 21 1911 122-150). — La variation de résistance de fils de métaux paramagnétiques placés dans un champ magnétique parallèlement aux lignes de force a déjà fait l'objet de nombreuses recherches; l'auteur s'est attaché surtout à étudier ce phénomène dans les champs intenses (jusqu'à 50 000 gauss, avec 2 mm de distance entre les pièces polaires). Pour pouvoir placer les fils [illegible] champ, il a fallu les prendre très courts (1 mm).

Pour le nickel, la résistance R_H augmente avec le champ H et atteint un maximum pour H = 2800 (C.G.S.); la valeur de ce maximum dépasse de 1,4 à 1,5 pour 100 la résistance R_0 qu'on a dans un champ nul, c'est-à-dire qu'à ce moment $\frac{R_H - R_0}{R} = 0{,}014$ à $0{,}015$. Pour des champs plus intenses, la résistance baisse linéairement, puis finit par atteindre une limite fixe pour H = 24000 (C.G.S.). Le rapport $\frac{R_0 - R}{R}$ étant égal à 0,010 — 0,012.

Pour le fer, le maximum de R_H est atteint pour H = 1900 (C.G.S.) ($\frac{R_0 - R}{R} = 0{,}022$), puis la résistance baisse linéairement jusqu'aux champs les plus intenses qu'on ait pu employer (50 000 C.G.S.). Ces résultats sont en accord qualitatif avec ceux de Lownds (1902) et de Longden (1905). La théorie électronique des métaux, dans la forme donnée par Drude, demande que l'accroissement de la résistance soit en raison du carré de l'induction magnétique ; l'expérience ne confirme donc pas cette déduction de la théorie.

L. Kowalski.

La chaleur développée par l'absorption des électrons dans le platine. — Richardson (O. W.) et Cooke H. L. (*Phil. Mag.*, 20 1910 175-206). — Pour faire sortir d'un métal des électrons de conductibilité, il faut que leur énergie cinétique devienne suffisante pour leur permettre de vaincre les forces qui les retiennent à l'intérieur du métal. Il résulte de là que si des électrons possédant une énergie cinétique négligeable passent de l'extérieur à l'intérieur du métal, il sera dégagé une quantité de chaleur égale au produit du nombre des électrons qui pénètrent, par la différence d'énergie potentielle que chacun d'eux possède à l'extérieur et à l'intérieur du métal. Les présentes expériences montrent que ce phénomène existe et avec l'ordre de grandeur attendu. Ce développement de chaleur est analogue à celui qui se produit dans la condensation d'une vapeur.

Pour faire les expériences, une bande de platine étroite et mince était enroulée en forme de gril sur des supports de verre, de sorte que les différentes parties droites fussent sensiblement dans le même plan. Deux filaments d'osmium étaient convenablement supportés, un de chaque côté du gril et en étaient isolés; ils étaient portés à l'incandescence et fournissaient les électrons. L'élévation de température de la bande de platine, quand elle recevait le courant thermo-ionique, était mesurée par la variation de sa résistance. Pour ce faire, elle était intercalée en S, dans un pont de Wheatstone (fig. 1) ; mais il était nécessaire d'éliminer l'erreur résultant de l'arrivée du courant thermo-ionique fourni par le filament d'osmium F; or ce courant se partage évidemment dans la bande S en deux parties qui se dirigent en sens inverses, de sorte qu'il existe quelque part en M un point où le courant thermo-ionique est nul. Si alors, dans le deuxième pont de Wheatstone [illegible] S, les résistances [illegible] que leur rapport soit égal au rapport des résistances de M à K et à L, la différence de potentiel entre K et L provenant du courant thermo-ionique sera nulle.

La bande de platine et les filaments d'osmium étaient contenus dans un tube de verre où l'on faisait le vide (quelques millièmes de millimètre de mercure). On rendait les filaments d'osmium incandescents au moyen du courant fourni par la batterie B_2 et on attendait suffisamment longtemps que la température des différentes parties fût cons-

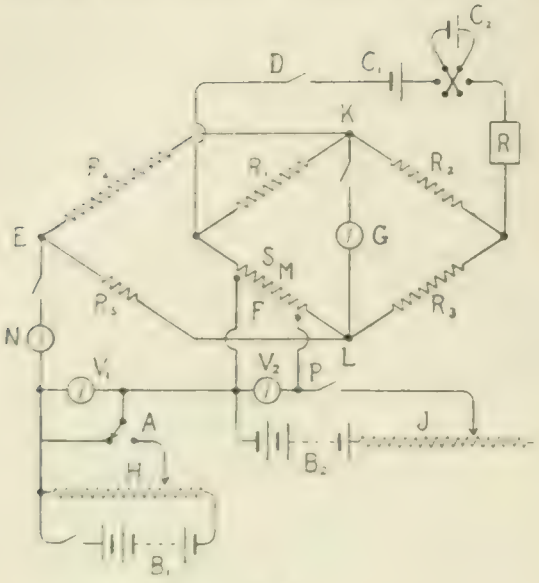


Fig. 1

de contrôler la proportionnalité du changement initial de [illegible] gaus, en produisant et en supprimant, alternativement, le courant thermo-ionique. On groupait ensuite les lectures [illegible]

[illegible] dans le premier cas que dans le second (5,51 volts au lieu de 4,85 à 4,65 suivant qu'on élimine ou non certaines [illegible]

[illegible] permis de calculer le voltage produisant effectivement le courant thermo-ionique dans le cas de non-saturation et les causes d'erreur possibles, avec le moyen de les éliminer. [illegible] expériences sur l'émission d'électrons par le platine incandescent. [illegible] temperature θ suivant la loi $A\theta^2 e^{-\frac{B}{\theta}}$. A étant une [illegible]

[illegible] ordonnée de la droite, et le [illegible] des abscisses donne la valeur de

$$\Phi = \frac{1}{e}(\theta_1 - \theta_0)$$

[illegible] **chute de voltage le long du filament incandescent, puisque** c'est le potentiel de l'extrémité négative qui est porté en abscisses. On trouve [illegible] pour la quantité précédente une valeur comprise de [illegible] 5 volts. La valeur de $\frac{\Phi}{e}(\theta_1 - \theta_0)$ **est d'ailleurs calculable; en supposant que la** [illegible] **de platine, on trouve que cette quantité vaut 0,25 volt.**

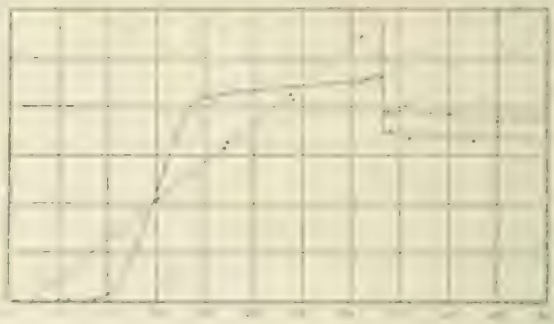


Fig. 2

Dans la figure 2 les points [illegible] sont relatifs à la courbe de variation du courant thermo-ionique en fonction du voltage, [illegible] **variation du courant thermo-ionique en fonction du voltage,** [illegible] **le courant thermo-ionique est presque indépendant du voltage. Quand on augmente suffisamment le voltage la** [illegible] **platine. L'effet calorifique subit une discontinuité de même** [illegible] **gente, au même moment. L'interprétation de ce phénomène reste encore douteuse.**

Diverses expériences ont été faites en vue de comparer une bande de platine préalablement saturée d'oxygène [illegible] **trique, avec une bande saturée d'hydrogène par électrolyse, au pole négatif dans une solution diluée d'acide sulfurique. La concordance des résultats obtenus, suivant la** [illegible]

tricité nécessaire pour libérer un ion monovalent par électrolyse.

La courbe expérimentale permet de connaître Φ. La moyenne des trois plus récentes et meilleures déterminations, effectuées sur des fils de platine soigneusement débarrassés de toute trace d'hydrogène occlus par électrolyse dans un bain d'acide nitrique, donne pour Φ la valeur 5,54 volts, en parfait accord avec la valeur indiquée plus haut pour la bande de platine oxygénée. Cette coïncidence est d'autant plus remarquable que, dans les deux modes d'expérimentation, les températures de la bande de platine sont extrêmement différentes. C'est là un point important au point de vue de la détermination de la concentration des électrons libres au sein d'un métal. L. Dunoyer.

Observation de conducteurs métalliques de très grande résistance. Application à la théorie électronique des métaux. — Martin (H. U.). [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 41-48]. — La colombite (niobate de fer et la stibine (sulfure d'antimoine) suivent la loi d'Ohm entre 24 et 221 volts. Leur résistance spécifique est de l'ordre 10^7-10^8 ohms. La stibine présente presque toujours une conductibilité unipolaire, c'est-à-dire que la résistance est plus grande pour un sens du courant que pour l'autre. Cet effet doit sans doute être attribué à des macles ou à des inclusions, et il faut essayer beaucoup d'échantillons avant d'en trouver un qui soit exempt de cette particularité.

La mesure du coefficient de température de la résistance ohmique permet, d'après la théorie électronique, de calculer q, chaleur de dissociation corpusculaire rapportée à la molécule. On trouve pour la colombite $q = 2200$, pour la stibine $q = 10\,000$. Comparons ces nombres aux nombres analogues trouvés par Doelter pour d'autres corps mauvais conducteurs : chrysobéril 4800, wolfram 4400, quartz 10 000, barytine 12 200, corindon 10700, diopside 14 000, chlorure d'argent, potasse $q = 15\,000$. On voit que les corps pour lesquels $q > 10\,000$ sont ceux qui possèdent la conductibilité électrolytique (déjà bien au-dessous de leur point de fusion), les corps pour lesquels $q < 10\,000$ ont de plus en plus le caractère de la conductibilité métallique. Il semble que la valeur $q = 10\,000$ soit, au moins d'une façon approchée, la limite pour laquelle la liaison d'un corpuscule se brise plus aisément que celle d'un atome (dans la molécule).

La colombite, l'acerdèse, la chromite ne changent pas de résistance sous l'action de la lumière. Par contre, la stibine diminue notablement de résistance quand on l'éclaire, et cet effet ne disparaît pas instantanément quand on supprime l'éclairement. Il croît moins vite que l'intensité de la lumière, ce qui le distingue nettement des effets photo-électriques. Il varie avec la longueur d'onde et paraît d'autant plus marqué que la longueur d'onde est plus grande. Il croît aussi pour toutes les longueurs d'onde quand la température s'élève.

La stibine présente une autre anomalie curieuse : sa conductibilité augmente avec le passage du courant, et cela quel que soit le sens du courant. C'est un phénomène exactement inverse des phénomènes de polarisation électrolytique, et dont on n'a pas obtenu jusqu'ici d'explication plausible. Léon Bloch.

Sur la magnétostriction. — Houstoun (R. A.) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 78-85]. — Supposons un fil ferromagnétique tendu verticalement par un poids et placé à l'intérieur d'un solénoide vertical. En négligeant les effets d'hystérèse, l'état du fil à chaque instant donné est une fonction de trois variables indépendantes T, F, H, c'est-à-dire de la température, de la tension appliquée et de l'intensité du champ magnétique. La chaleur reçue par le fil dans un accroissement infiniment petit de T, F, H est

$$dq = c\,dT + b\,dF + a\,dH.$$

Soit encore B l'induction dans le fil, v son volume, x le déplacement vertical de son bout inférieur ; si U est l'énergie interne du système et S son entropie, dU et dS sont des différentielles exactes ; ceci donne immédiatement six équations indépendantes entre les variables T, F, H ; c, b, a ; B, v, x ; en les combinant, on obtient les trois équations suivantes :

$$\frac{\partial c}{\partial F} = \frac{b}{T} \quad (1) \qquad \frac{c}{T} = \frac{\partial B}{\partial T} - \frac{a}{T} \quad (2) \qquad \frac{c}{T} = \frac{\partial B}{\partial F} - \frac{\partial a}{\partial H} \quad (3)$$

La première n'est autre chose que la relation bien connue entre le coefficient de dilatation linéaire d'un fil et l'effet de refroidissement qu'on obtient en le tendant. La seconde dit que si la perméabilité d'un fil augmente avec la température, $a > 0$ et le fil se refroidira ($dT < 0$) si l'on augmente H — théorème indiqué en 1878 par Lord Kelvin. La troisième relation exprime que si l'induction augmente en tendant le fil, celui-ci s'allongera lorsqu'il sera aimanté, et vice versa. Une formule analogue à (3) a été donnée par exemple par M. Heydweiller.

L'auteur déduit ensuite la relation (3) par une autre voie, en considérant certains cycles fermés ; il se trouve que la déduction peut être faite sans avoir recours au second principe de la thermodynamique ; la formule (3) est donc uniquement une conséquence du principe de conservation de l'énergie. L'auteur a soumis cette formule à une vérification expérimentale, en faisant usage des résultats de Nagaoka et Honda sur les déformations d'un ovoïde de fer et d'une barre de nickel aimantés parallèlement à leurs axes ($\partial x/\partial H$), et sur les changements de l'aimantation des mêmes solides lorsqu'ils sont soumis à une traction ($\partial B/\partial F$) ; l'accord des nombres expérimentaux avec la formule (3) n'est pas parfait, mais il est aussi bon que celui donné par la théorie de Kirchhoff que MM. Nagaoka et Honda avaient eu en vue de vérifier. L. Kolowrat.

Sur la dispersion de la lumière par la vapeur de potassium. — Bevan (P. V.) [*Proc. Roy. Soc.*, **84** (1910) 209-225]. — L'auteur a appliqué à la vapeur de potassium la méthode par laquelle Wood avait déjà étudié la dispersion de la lumière par la vapeur de sodium. Il suffit seulement de rappeler qu'elle consiste à employer un tube horizontal, rempli de vapeur de potassium, que l'on chauffe le long de son arête la plus basse, et que l'on refroidit le long de l'arête opposée ; ce tube de vapeur se comporte alors comme un prisme. La lumière issue d'une fente horizontale, éclairée par un arc, traverse ce tube de vapeur, puis une lentille achromatique l'envoie sur la fente verticale d'un spectrographe. La seule particularité du dispositif employé par Bevan est dans la lentille, qui est une cuvette d'eau, dont les deux parois opposées sont l'une une lame de quartz à faces parallèles et l'autre une lentille de quartz ; les deux pièces de quartz étant l'une dextrogyre, l'autre lévogyre.

L'auteur a obtenu ainsi des photographies lui donnant la déviation subie par les rayons de chaque longueur d'onde dans la vapeur de potassium. Il a vérifié qu'on pouvait obtenir cette déviation par la formule :

$$n = 1 + \sum \left(\frac{m_\lambda}{\lambda^2 - \lambda_\lambda^2} \right)$$

n étant l'indice de la vapeur de potassium relatif à la longueur d'onde λ.

λ_λ étant la longueur d'onde de l'une des raies d'absorption de la vapeur de potassium.

[illegible]

La séparation magnétique des raies d'absorption et le spectre des taches solaires (5e mémoire). — Zeeman (P.) et Winawer (B.) [illegible] et la direction du faisceau lumineux, séparant le domaine [illegible] mmuner directement cet angle θ_1, parce que le changement dans l'état de polarisation de la composante moyenne d'un triplet, ou des composantes intérieures d'un quadruplet des [illegible] disposé soient suffisamment précis. La faible intensité des [illegible] probablement un peu elliptiques augmentent la difficulté des mesures.

[illegible] comme dans le précédent travail [2], pour mettre plus nettement en évidence et sans inverser le champ magnétique, la position oblique sur le plan horizontal passant par le champ [illegible] composantes moyennes du quadruplet D_1. Il suffit de faire [illegible] d'arriver au spectroscope. Le plan de vibration du nicol [illegible] même longitudinal pur. Le fait nouveau que l'on peut, en [illegible]

[illegible] passer la lumière à travers une fente horizontale large, puis une lame quart d'onde à 45° du plan horizontal et

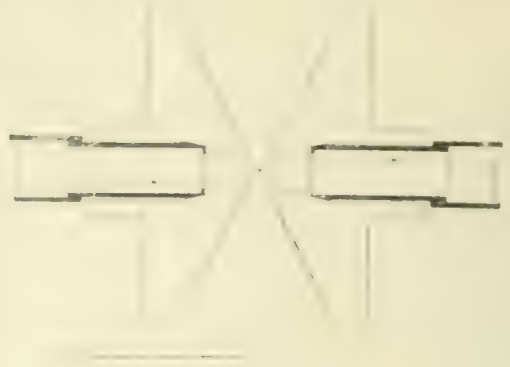


Fig. 1.

enfin un prisme de spath. On voit ainsi l'un au-dessus de l'autre les spectres des vibrations horizontales et verticales. Pour une densité moyenne de la vapeur on a la figure 2A.

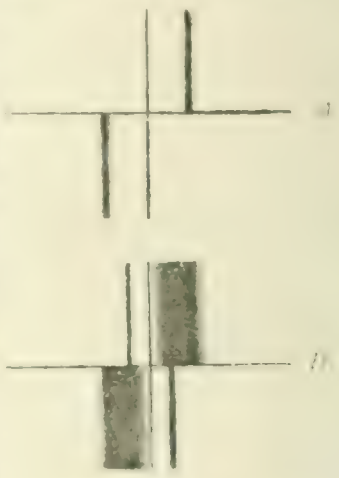


Fig. 2.

[illegible] polarisation circulaire inverse de celle des composantes extérieures, ce qui pourrait [illegible] pothèse d'électrons positifs. Mais en faisant tourner la lame quart d'onde [illegible] qu'à ce que sa section principale soit horizontale, on constate que les composantes intérieures devenues plus visibles par l'affaiblissement des composantes [illegible] du champ visuel sans aucune modification.

Elles paraissent donc non polarisées ; et cela semble en parfait accord avec la théorie édifiée par Lorentz [4], s'il est permis d'appliquer aux composantes intérieures d'un quadruplet les résultats établis pour la composante moyenne d'un triplet, puisque, suivant cette composante moyenne [illegible] gation différentes et le même indice d'absorption.

Même dans le cas de $\theta = 0$, on a pu faire apparaître le [illegible] vapeur, ce qui est en outre une vérification qualitative des [illegible]

Radiations

Sur la théorie du rayonnement. — Thomson J. J. [illegible] 20 [illegible] 1910, 258-267. — On peut regarder le rayonnement émis par un corps incandescent comme la superposition de toutes les ondes électromagnétiques d'accélération qui sont la conséquence des accélérations subies par les corpuscules du corps incandescent pendant leurs chocs contre les molécules. Si l'on décompose ce rayonnement complexe en vibrations harmoniques, d'après le théorème de Fourier, on trouve que la quantité de lumière d'une longueur d'onde donnée dépend du rapport de sa période à la durée du choc. D'autre part l'auteur a montré que ce rayonnement n'est conforme au second principe de la thermodynamique que si la durée d'une collision est inversement proportionnelle à l'énergie cinétique du corpuscule avant la collision et si, de plus, la durée de la colision pour un corpuscule animé d'une vitesse donnée est constante et indépendante de la nature de la molécule avec laquelle il entre en collision. La première de ces conditions est réalisée si l'on suppose que les forces qui s'exercent entre le corpuscule et la molécule pendant la collision varient en raison inverse du cube de leur distance ; et l'on peut satisfaire à la seconde en considérant la collision comme se produisant non entre le corpuscule et la molécule envisagée comme un tout, mais entre le corpuscule et des systèmes dispersés parmi les molécules, ces systèmes conservant le même caractère quelles que soient les molécules qui en sont pourvues, et repoussant le corpuscule en raison inverse du cube de la distance. D'après ces propriétés on peut concevoir ces systèmes comme des doublets électriques de moment constant dont le pôle négatif est dirigé vers le corpuscule.

Dans le présent mémoire l'auteur examine en détail certaines conséquences de cette théorie. Si E_q est l'énergie par unité de volume du rayonnement défini par l'intervalle de fréquence q, $q + dq$, on a

$$E_q = \frac{1}{5\pi^2 V^3} \frac{mK}{r^4} \Phi^2 q^2 dq$$

en appelant m la masse du corpuscule, V la vitesse de la lumière dans le vide, K le pouvoir inducteur spécifique du corps lumineux, $f(t)$ l'accélération du corpuscule au temps t et en posant :

$$\Phi_1 = \int_0^\infty f(t) \cos qt \, dt.$$

Il est facile de calculer $f(t)$ en partant des hypothèses faites plus haut. L'équation du mouvement du corpuscule est en effet :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{\alpha}{x^3}.$$

On intègre aisément cette équation et l'on trouve :

$$\Phi_1 = \frac{\alpha}{mr^3} \int_0^\infty \frac{\cos qt \, dt}{\left(1 + \frac{t^2 \alpha}{mr^3}\right)^{\frac{3}{2}}}$$

r étant la vitesse du corpuscule avant la collision.

Pour calculer cette intégrale, on la considère comme fonction de q et l'on forme l'équation différentielle à laquelle elle satisfait. On trouve ainsi que l'on peut mettre Φ_1 sous la forme :

$$\Phi_1 = 2\alpha \sqrt{\frac{\alpha}{mr^3}} \, q \, K_1\left(q \sqrt{\frac{\alpha}{mr^3}}\right)$$

1 *Phil. Mag.*, 14, 1907, 217-225. — *Le Radium*, 4, 1907, 567.

K_1 étant une fonction de Bessel dont les tables ont été calculées. D'ailleurs on a :

$$\frac{1}{2} mr^2 = \alpha \qquad \alpha = 1{,}42.10^{-16}$$

[illegible] [illegible]

$$\sqrt{\frac{\alpha}{mr^3}} = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{mr^2}{\frac{1}{4} mr^2}} = \frac{6}{r} \qquad h = \frac{1}{2}\sqrt{\alpha m}$$

[illegible]

$$E_q = \frac{\pi^2}{5 V^3} \left[\frac{hq}{r^2} K_1\left(\frac{hq}{r^2}\right)\right]^2 q \, dq.$$

Si l'on considère dq comme donné, il est facile de voir d'après la table de K_1 pour quelle valeur de q est atteint le maximum de E_q. On obtient ainsi :

$$\frac{2\pi V}{2{,}4} = \text{constante}.$$

c'est-à-dire la loi du déplacement de Wien, avec une interprétation de la constante, qui est égale, d'après Lummer et Pringsheim, à 2940.10^{-4}. On déduit de là :

$$h = \frac{2940.10^{-4} \times 2{,}4 \times 3}{2\pi\sqrt{\alpha}} = 5{,}5.10^{-28} = \frac{1}{2}\sqrt{\alpha m}$$

d'où en posant

$$\alpha = 2M$$

et en prenant pour α la valeur 4.10^{-10},

$$M = 1{,}5.10^{-18}$$

La distance des charges composant le doublet serait ainsi 4.10^{-8} cm., car elle est égale à $M : \alpha$.

D'autre part, l'expression de E_q donne facilement la répartition du rayonnement. Pour les grandes longueurs d'onde on trouve, d'après la table numérique, que $\frac{hq}{r^2} K_1\left(\frac{hq}{r^2}\right)$ est constant ; E_q varie donc comme $\frac{1}{r^4} dq$. Pour les courtes longueurs d'onde au contraire, K_1 se réduit à une exponentielle, de sorte que E_q varie comme

$$\frac{1}{r} e^{-\frac{hq}{r^2}} dq,$$

en désignant par Φ la constante de Lummer et Pringsheim, résultat voisin de celui de Planck.

L'existence des doublets a une très grande portée pour la théorie de la distribution de l'énergie dans les ondes lumineuses. On sait que, d'après Planck, l'énergie du rayonnement est composée d'unités définies, indivisibles, proportionnelle à la fréquence n, l'énergie correspondant à chacune d'elles étant $6{,}55.10^{-27} \frac{n}{2\pi}$ ergs. Un des faits expérimentaux qui soutiennent le mieux cette conception est l'égalité des énergies cinétiques des corpuscules émis par les métaux sous l'influence de la lumière ultra-violette, lorsque l'intensité du rayonnement incident ou la nature du métal changent, et la proportionnalité de cette énergie cinétique à la fréquence. L'interprétation la plus directe de ce phénomène consiste à admettre que chaque corpuscule émis emporte avec lui l'énergie totale de l'unité d'énergie lumineuse qui en a provoqué l'émission. Mais cette conception se heurte à de graves objections. On peut se demander, en particulier, pourquoi le corpuscule doit accaparer la totalité de l'énergie du « quantum » qui l'atteint, conséquence nécessaire de l'indivisibilité des unités d'énergie. La conception des doublets permet d'éviter ces difficultés.

[illegible] de résonance, l'altération de cet angle doit être particuliè- [illegible] nent du corpuscule coïncide avec celle de l'onde incidente. [illegible] tion du doublet et du corpuscule devient instable et le corpuscule est libéré en emportant l'énergie cinétique qu'il possède dans le doublet, laquelle est précisément proportionnelle à la fréquence.

Cette conception permet donc d'expliquer un des carac- [illegible] le principal soutien de la théorie de M. Planck, sans recou- [illegible] indivisibles, hypothèse extrêmement difficile à concilier [illegible]

Si la théorie de sir J.-J. Thomson laisse encore de côté bien des détails importants, elle a le mérite considérable de reporter dans la matière une discontinuité qui y paraît naturelle et bien en accord avec tous les faits connus, alors que son introduction directe dans l'onde électromagnétique paraît aussi difficile à concevoir que peu philosophique, puisque, si l'explication de quelques phénomènes nouveaux en est facilitée, l'explication d'un nombre beaucoup plus grand de phénomènes parfaitement connus (interférences sous grandes différences de marche, par exemple) s'en trouve singuliè- [illegible]

L. [illegible]

Sur les systèmes mécaniques autres que celui de Newton, et sur la théorie du rayonnement de Planck. — Jean J. H. [illegible] 20 [illegible]

[illegible] rayonnement sur ce qu'on appelle le principe d'équipartition d'énergie. Supposons un gaz formé d'un grand nombre [illegible] conséquent que le système possède $3n$ degrés de liberté. L'énergie cinétique présente dans le gaz peut être calculée [illegible] liberté; l'énergie d'une molécule est, d'après la théorie [illegible]

[illegible] sions; un point donné de cet espace représente l'état du système au moment t, et sa trajectoire correspondra à la succession de ces états dans le temps. Comme l'état du système doit à chaque instant être entièrement déterminé par son état au moment précédent, la vitesse en chaque [illegible] ment des coordonnées de ce point; autrement dit, la vitesse est constante en chaque point fixe de l'espace. De plus, en imaginant l'ensemble des points représentatifs distribué dans l'espace comme un fluide, c'est-à-dire d'une manière continue, on peut s'arranger de façon à ce que la densité de ce fluide reste invariable avec le temps; dès lors, le mouvement du fluide pourra être traité exactement [illegible] dynamique.

Des considérations de probabilité appuyées à ce fluide [illegible] celui d'équipartition. La probabilité W, pour qu'un système soit caractérisé par un état A sera proportionnelle à la partie de l'espace généralisé occupée par tous les points qui représentent des systèmes dans cet état. On considère le système comme composé de plusieurs parties dont l'une est caractérisée par l'état A, l'autre par l'état B et ainsi de suite; on admet que le système, abandonné à lui-même, tend à prendre un état tel que l'énergie totale soit distribuée d'une façon définie entre ses diverses parties. En introduisant alors la notion d'entropie par la formule de Boltzmann

$$S = k \log W,$$

on démontre facilement que S est un maximum pour cet état limite; la condition de maximum amène immédiatement le système d'équations :

$$\frac{dS}{dE_A} = \frac{dS}{dE_B} = \ldots$$

E_A, E_B,… étant les énergies des parties du système. Si maintenant la partie A est un gaz parfait, sujet aux lois de [illegible] $\frac{dS}{dE_A} = \frac{1}{T}$, les équations qui précèdent donnent alors $\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}$ (c'est-à-dire l'expression du principe de Carnot), pour n'importe quelle partie du système; si donc le second principe de la thermodynamique est vérifié pour un seul système partiel, il sera valable d'une façon universelle, que le système soit régi par la mécanique newtonienne ou non. On montre qu'il en [illegible] pourvu que la fonction qui représente l'énergie E satisfasse à certaines conditions d'homogénéité.

Après avoir montré ainsi la portée générale du principe [illegible] rayonnement, c'est-à-dire d'un mouvement oscillatoire [illegible] de divers modes de vibration; en considérant un seul de ces modes, on peut le définir par deux coordonnées généralisées, et on trouve alors qu'il existe une espèce de potentiel de vitesse, lequel ne dépend pas du temps, mais est [illegible], et on montre qu'un [illegible]

quelconques à la forme que ces équations ont dans la mécanique ordinaire, le principe d'équipartition étant démontré pour ce dernier cas, il s'ensuit, comme auparavant, qu'il est valable d'une façon générale.

Dans la dernière partie de l'article, l'auteur examine si le point de vue qui aboutit à la formule de Planck :

$$U = \varepsilon h \nu \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon h \nu}{kT}} - 1} \qquad (1)$$

est compatible avec un système où le mouvement est supposé essentiellement continu, comme c'est le cas dans la théorie de M. Jeans. On sait que Planck considère l'énergie U d'un système de N oscillateurs comme partagée en P portions égales de grandeur finie ε ; en envisageant toutes les distributions possibles de ces P portions entre les N oscillateurs et en tenant compte de l'équation du second principe, on arrive à la formule (1). Or, M. Jeans montre qu'inversement, la formule (1) conduit nécessairement à une distribution discontinue de l'énergie, qui doit se trouver partagée en portions ε indivisibles ; de telle sorte que non seulement les oscillateurs doivent posséder des nombres entiers de ces portions, mais encore l'énergie de l'éther lui-même doit-elle avoir une structure atomique, c'est-à-dire qu'aucune oscillation ne doit pouvoir se propager dans l'éther, si l'énergie de cette oscillation n'est pas définie par la quantité élémentaire ε. Ainsi la théorie de Planck ne saurait aucunement être conciliée avec un système de lois fondé sur la continuité du mouvement, c'est-à-dire pouvant être rendu par des équations différentielles.

L. Kolowrat.

Sur les discontinuités dans l'émission de la lumière. Campbell N. [*Proc. Cambridge Phil. Soc.* **15** (1910) 515-525]. — Certaines théories modernes (Thomson, Stark, Einstein) attribuent à la lumière une structure atomistique. D'après ces théories, le rayonnement d'un vibrateur élémentaire ne serait pas uniformément réparti sur une sphère ayant la source pour centre, l'intensité émise serait limitée à une direction particulière ; tout atome vibrant émettrait un vrai projectile de lumière, se propageant rectilignement sans subir d'affaiblissement ; l'énergie contenue dans chaque projectile serait le « lichtquantum » de Planck.

Dans le travail analysé ici, travail qui est en quelque sorte une continuation d'un mémoire antérieur[1], l'auteur rend compte des expériences entreprises dans le but de décider entre la théorie classique et la théorie atomistique.

Voici le principe de ces expériences.

Considérons deux photomètres (deux éléments photoélectriques par exemple), sur lesquels tombent deux faisceaux issus d'une même source et transportant une énergie égale. Ces intensités ne pourront être égales qu'en moyenne, car le rayonnement total est dû de toute façon à la contribution des radiateurs très nombreux, et il est soumis par conséquent aux lois du hasard. Les phénomènes qui se passent aux deux photomètres seront des phénomènes « liés », si la théorie classique est vraie ; ce seront des « phénomènes indépendants, » si la théorie atomistique est exacte. En effet dans la première façon de voir, chaque vibrateur envoie de l'énergie aux deux photomètres à la fois, et par conséquent toute irrégularité dans l'émission intéressera de la même façon les deux photomètres. Dans la deuxième manière de voir, un vibrateur ne peut rayonner que pour un des deux photomètres, et les fluctuations d'intensité reçue par les photomètres sont indépendantes l'une de l'autre. Les deux faisceaux différents émis par une même source se comportent donc au point de vue de l'intensité comme deux faisceaux émis par deux sources indépendantes.

Soient X et X' les grandeurs du phénomène produit à chaque instant aux deux photomètres (nombre d'électrons photo-électriques émis par seconde) ; X et X' les valeurs moyennes de X et de X'. Nous avons admis $X = X'$. Soit $x = (X - X')\tau$, τ étant un court intervalle. Il est évident que la valeur moyenne de x est 0.

x mesure la fluctuation de la différence d'intensité enregistrée aux deux photomètres. Pour la théorie continue ces fluctuations ne peuvent pas tenir aux fluctuations de l'émission, elles ne pourraient être dues qu'aux irrégularités dans le fonctionnement des photomètres ; irrégularités inévitables car un ébranlement dû à un vibrateur particulier ne libérera pas forcément le même nombre d'électrons aux deux photomètres. Le fonctionnement du photomètre est un phénomène d'ionisation, et nous y retrouverons les lois du hasard, l'existence des moyennes.

Mais si l'on se place au point de vue de la théorie atomistique, on voit que les fluctuations de $(X - X')\tau$ tiennent à la fois aux irrégularités de la source et à celles du photomètre. Voici les formules auxquelles arrive l'auteur.

Si x^2 est le carré moyen de $(X - X')\tau$, N le nombre d'ébranlements arrivant — en moyenne — chaque seconde aux photomètres ; ω le nombre moyen d'électrons libérés par chaque impulsion, η^2 le carré moyen de l'écart en ω, on a $x^2 = 2N(\omega^2 + \eta^2)\tau$ si la théorie discontinue est vraie, $x^2 = 2N\eta^2\tau$ si la théorie classique est vraie.

Il est évident que les formules qui expriment les conséquences de deux théories ne diffèrent réellement que si les irrégularités photométriques sont petites par rapport à celles de la source ; autrement dit si η^2 est petit par rapport à ω^2. S'il en est ainsi, on pourra décider entre les deux théories en déterminant x^2, (1) quand les deux faisceaux arrivent de deux sources réellement distinctes ; (2) quand ils viennent de la même source. A intensité égale, x^2 devrait être identique dans les deux cas si la théorie atomistique est vraie ; au contraire, si x^2 est plus petit dans le cas d'une source unique, ce serait en faveur de la théorie classique.

Voici maintenant le schéma du dispositif expérimental (fig. 1).

La différence des courants photoélectriques produits par les faisceaux étudiés dans deux éléments N_1 et N_2, à l'alliage sodium-potassium, est mesurée à chaque instant par l'électromètre E au moyen d'une résistance de Bronson R (constituée par un tube contenant un mélange de xylol et d'alcool). Les deux faisceaux, qu'ils proviennent d'une source unique ou de sources distinctes, ont une intensité moyenne égale. Si θ_T^2 est le carré moyen de θ, déviation du spot, mesuré pendant un temps suffisamment long T, on a, d'après l'auteur, la relation approchée

$$\theta_T^2 = \frac{[illegible]}{[illegible]} \qquad (1)$$

e étant la charge atomique,
C la capacité du système,
s la sensibilité de l'électromètre,
p [illegible] le courant [illegible] de perte de charge des quadrants par la résistance R.

L'exécution de la pensée de l'auteur a rencontré des difficultés insurmontables dans le choix d'une source lumineuse convenable. Il fallait d'abord que la source fut parfaitement constante ; c'est ce qu'on a pu réaliser avec une

1. *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 15 (1909) 510.

[illegible]

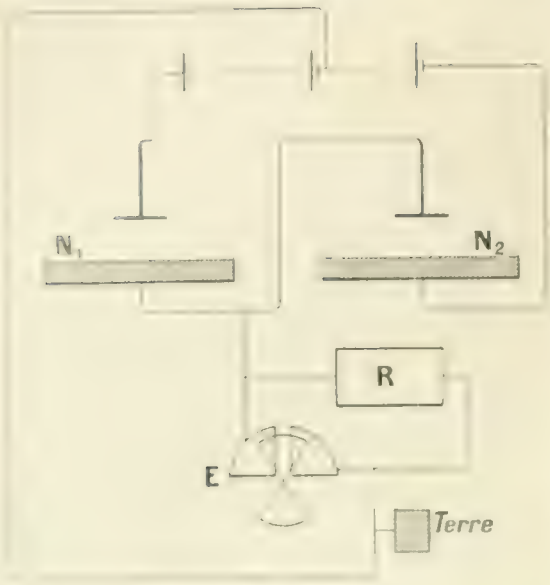


Fig. 1.

[illegible]

deux fenêtres. Mais alors x' était bien plus grand pour les deux faisceaux provenant d'une seule lampe, que pour deux faisceaux émanés des lampes différentes. L'auteur attribue ce résultat que ne prévoyait aucune des théories, à l'influence de réflexions multiples, qui introduisent une irré[illegible]

Vu l'insuccès des expériences principales, l'auteur a [illegible] indirects.

1. Il étudiant, pour deux lampes distinctes [illegible] en fonction de l'intensité tombant sur les éléments photo-élec[illegible]

D'après la théorie discontinue x' devrait être proportion[illegible] proportionnel à une puissance d'intensité comprise entre [illegible] être, d'après l'auteur décisif.

2. Il a vérifié, en faisant varier S, C, R l'exactitude de la [illegible]

[illegible] L. Mercczyng.

Action de température sur la fluorescence et l'absorption. — Gibbs (C. R. [illegible] 31 [illegible] 28 [illegible] 1910). — L'auteur a étudié l'absorption et la température par différents verres colorés de constitution inconnue ou partiellement connue et pour un cube de fluorine.

Les échantillons à étudier étaient placés dans un four à résistance en s'arrangeant de manière à éviter, autant que possible les réflexions et les courants d'air. Un trou était ménagé dans la paroi latérale du four pour permettre d'observer l'action de la température élevée sur la fluorescence, et enfin la lumière transmise était mesurée à l'aide d'un spectro-photomètre Lummer-Brodhun. Les résultats [illegible] sont les suivants :

L'action de la chaleur dans la plupart des cas augmente l'absorption, mais quelquefois elle peut aussi la diminuer.

Les bandes d'absorption sous l'action de la chaleur sont déplacées dans certains cas vers les courtes longueurs d'onde et dans d'autres vers les grandes longueurs d'onde.

Enfin pour certains échantillons on a trouvé, après les avoir chauffés, une modification permanente de l'absorption.

L. Natanson.

Études sur le spectre électrique dans le domaine des ondes très courtes. — Merczyng (H.) [illegible] 1910, 101, 115). — L'auteur s'est proposé de déterminer l'indice de réfraction de certains liquides pour des ondes très courtes (de 4.5 cm. de longueur).

A cet effet, il faisait tomber sur la surface libre du liquide étudié, un faisceau parallèle d'ondes électriques, polarisé dans le plan d'incidence, et il déterminait le rapport entre les intensités de l'onde réfléchie et incidente.

Par l'application de la formule de Fresnel

$$\sqrt{R} = \frac{\sqrt{[illegible]}}{\sqrt{[illegible]}}$$

où R est le rapport des intensités, i la valeur de l'angle d'incidence, on détermine n, l'indice de réfraction cherché.

La formule de Fresnel suppose toutefois que le milieu n'exerce pas d'absorption sur la radiation incidente. Or tel n'est pas le cas des liquides étudiés qui sont tous plus ou moins conducteurs. Mais, d'après l'auteur, l'absorption ne [illegible] pas quand augmente artificiellement l'absorption du liquide. C'est pourquoi l'auteur a admis que la formule était encore valable dans le cas étudié.

[illegible]

Fig. 1.

[illegible] d'un ballon sphérique rempli de pétrole, disposé perpendiculairement au plan d'incidence. Le faisceau était rendu parallèle par un grand ballon sphérique rempli de pétrole, [illegible]

Le faisceau tombait ensuite sous un angle de 45° sur la surface libre du liquide étudié, étalé dans une large cuvette. Pour mesurer l'intensité du faisceau réfléchi, l'auteur concentrait l'onde au moyen d'un grand miroir parabolique sur une soudure d'un élément thermo-électrique. Pour la mesure de l'intensité du faisceau incident, on remplaçait le liquide étudié par du mercure. Le coefficient de réflexion des métaux, pour des ondes hertziennes, est en effet très voisin de l'unité, ainsi qu'il résulte des expériences de Rubens. On déterminait expérimentalement la table correction qui résultait de ce qu'une partie de la radiation arrivait sur l'élément thermo-électrique en venant directement de l'excitateur.

La longueur d'onde de radiation émise était mesurée par une méthode analogue à la méthode des deux miroirs de Fresnel.

L'onde réfléchie par deux miroirs plans (en feuille d'étain juxtaposés, dont l'un pouvait être déplacé, tout en restant parallèle à l'autre, était renvoyée sur l'élément thermo-électrique. Les deux parties du faisceau arrivaient ainsi à interférer. La distance des miroirs (mesurée dans la direction du rayon incident) pour laquelle l'intensité est minima, est égale à la moitié de la longueur d'onde, si l'angle d'incidence est égal à 45°. On trouvait ainsi que l'excitateur émettait des ondes de 4 cm. 5 de longueur.

Voici pour cette radiation des résultats obtenus :

Glycérine :

$$R = 0.47 \quad n = 4.09 \quad n^2 = 16.8$$
$$\omega^2 = 2.1 \quad n_2^2 = 56.$$

Alcool méthylique :

$$R = 0.57 \quad n = 5.45 \quad n^2 = 29.4$$
$$\omega^2 = 1.8 \quad n_2^2 = 52.55.$$

Alcool amylique :

$$R = 0.148 \quad n = 1.82 \quad n^2 = 3.31$$
$$\omega^2 = 1.9 \quad n_2^2 = 16.$$

Acide acétique :

$$R = 0.16 \quad n = 1.87 \quad n^2 = 3.5$$
$$n_2^2 = 1.9 \quad n_2^2 = 9.7.$$

Éther éthylique :

$$R = 0.146 \quad n = 1.81 \quad n^2 = 3.26$$
$$n^2 = 1.9 \quad n_2^2 = 4.25.$$

Ces expériences intéressantes donnent ainsi une idée du passage continu de la valeur de l'indice optique à la valeur exigée par la relation de Maxwell. L. Wertenstein.

Sur la dispersion de certains métaux dans le spectre visible. — **Zakrzewski (C.).** [*Bull. Ac. Sc. Cracovie*, 1910, 116-125]. — La mesure des éléments de polarisation elliptique qu'acquiert un rayon polarisé monochromatique par la réflexion sur une surface métallique permet de déterminer, pour la longueur d'onde considérée, deux constantes optiques importantes du métal : l'indice de réfraction ν et le coefficient d'extinction k. La méthode généralement employée consiste à diriger un faisceau polarisé et parallèle sur la surface bien polie du métal étudié; on détermine l'ellipticité du rayon réfléchi au moyen d'un compensateur et d'un analyseur. L'application de cette méthode n'est possible que si le métal étudié se laisse polir sur une étendue relativement grande. L'auteur a cherché à modifier cette méthode pour la rendre applicable à des métaux dont on ne peut préparer que des miroirs très petits. Pour cela il a employé la lumière convergente (fig. 1).

La lumière monochromatique issue d'une fente S_1 polarisée par un nicol P, forme sur la surface du métal en Z l'image de S_1. La lumière réfléchie est analysée au moyen d'un compensateur en feuille de mica K et d'un nicol A. Si nous faisons en S, l'image de S_1, nous ne pourrons pas obtenir l'extinction de l'image, car dans le faisceau réfléchi, par suite des différences d'angle d'incidence, la polarisation elliptique n'est pas partout la même. Mais nous pouvons

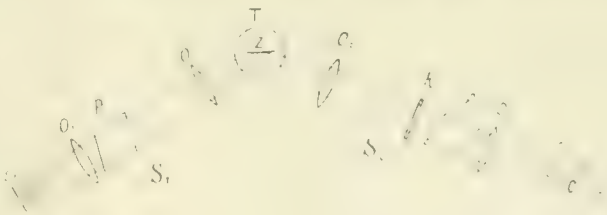


Fig. 1.

regarder directement l'analyseur, soit avec l'œil nu, soit avec une lentille supplémentaire O_6.

Nous verrons alors une frange noire au milieu du champ de vision, si la compensation est parfaite pour la partie centrale du faisceau et si l'analyseur est à l'extinction. De la position du compensateur et de l'analyseur on déduira alors les éléments d'ellipticité du faisceau central.

Pour s'assurer de l'exactitude de la méthode l'auteur l'a appliquée à un cas où l'on pouvait la contrôler par la méthode ordinaire. Il a mesuré ν et k du cobalt pour une longueur d'onde de 589,6 μμ.

Il a obtenu, en se servant du faisceau convergent,

$$\nu = 2.25 \quad k = 5.95.$$

Tandis que la méthode ordinaire (lumière parallèle) donne $\nu = 2.17 \quad k = 5.99$.

La concordance est bonne.

L'auteur a appliqué la méthode du faisceau convergent à l'étude du graphite de Ceylan.

Les miroirs obtenus par le clivage des fragments cristallins de ce graphite sont très imparfaits. Malgré la petitesse de la surface éclairée on ne pouvait pas voir la frange centrale. Aussi l'auteur a perfectionné le mode d'observation par la méthode de pénombre. Il a cherché à réaliser l'égalité de la pénombre de deux plages dans la partie centrale du champ de vision.

Les résultats ainsi obtenus ne paraissent pas très précis. Toutefois l'auteur estime que l'erreur dans la valeur de ν et k est inférieure à 5 pour 100.

La théorie de Maxwell exige que l'on ait

$$\frac{k}{\nu^2 - k^2} = \frac{\sigma\tau}{\varepsilon}$$

où σ est la conductibilité électrique du métal, τ la période, ε la constante diélectrique du métal. Voici les résultats :

	ν	k	$\frac{\nu k}{\tau}$	
[illegible]	2.95	1.08	[illegible]	[illegible]
[illegible]	5.01	1.74	[illegible]	[illegible]
589.6	5.03	1.82	2.8	5.99
[illegible]	5.02	1.85	[illegible]	5.77
[illegible]	5.12	1.90	2.6	6.15

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible] A. Wassmann.

Spectres d'absorption infra-rouges. — Wenzel (W.) [illegible] 31 (1910) 588-620. — [illegible] substance.

[illegible] chimique plus importante modifie plus complètement le spectre et peut même provoquer l'apparition de nouvelles bandes.

[illegible] d'observer l'action de l'homologie, plusieurs groupes de composés : alcools primaires, alcools secondaires, acides [illegible] dans le spectre :

[illegible]

[illegible] J. Rossard.

Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. III. Mesure exacte de longueurs d'onde jusqu'à 4,7 μ. — Paschen (F.). — *Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 717-743. — [illegible] un réseau concave de Rowland de [illegible] il a employé aussi un prisme de fluorine associé à un [illegible] Les mesures exactes de longueurs d'onde ont été faites par un procédé légèrement différent du procédé usuel. On a utilisé les deux relations bien connues de la théorie des réseaux :

$$[illegible] \quad (1)$$

$$[illegible] \quad (2)$$

(α = angle de diffraction, ρ = rayon de courbure, c = constante du réseau, λ = longueur d'onde) [illegible] procédant à une mise au point du bolomètre en se servant de [illegible] (1) une valeur exacte de λ. Une très faible variation de la distance focale selon qu'on pointe à droite ou à gauche (due sans doute à une légère inégalité des traits du réseau) est compensée une fois pour toutes par un très petit décentrement du bolomètre.

Les spectres de raies étudiés ici sont ceux du lithium, du sodium, du potassium, du rubidium et du césium. M. Paschen a eu en vue à la fois la détermination exacte de raies nouvelles et la vérification du principe de combinaison de Ritz. Nous renvoyons au mémoire original pour le résultat des mesures et des calculs. Indiquons seulement que dans l'extrême infra-rouge (au voisinage de 4 μ) les raies semblent extraordinairement diffuses, si on les examine dans l'échelle des longueurs d'onde, mais possèdent une netteté au moins égale à celle des raies visibles si on les rapporte à l'échelle des fréquences.

M. Paschen termine son mémoire par l'indication de quelques détails techniques sur la fabrication et l'emploi [illegible] Léon Bloch.

Contribution à l'étude des spectres de raies infra-rouges. — Randall (H. M.). — *Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 737-746. — [illegible] Paschen (v. ci-dessus). L'auteur a déterminé avec exactitude [illegible] du césium, du rubidium, du strontium et du barium. Pour ces différents métaux on a examiné toutes les raies comprises entre [illegible] ou l'on s'est limité aux raies observées par Moll ou prévues par le principe de combinaison de Ritz. Léon Bloch.

Sur les spectres de résonance de l'iode. — Wood (R. W.). — *Phys. Zeitschr.*, 11 (1910) 1195-1198. — R. Wood, [illegible] métaux alcalins, vient de retrouver sur l'iode un phénomène [illegible]

série de [illegible] *à des distances à peu près égales* (95 à 70 [illegible]). Parmi ces raies figure toujours la raie verte du mercure, qui est la raie d'excitation de la fluorescence, et se retrouve comme *raie de résonance*. Les autres raies jointes à celle-ci constituent le *spectre de résonance*, où il y a deux raies très fortes, deux raies très faibles dans le jaune vert, et 7 ou 8 raies dans le rouge. On observe également deux raies de longueur d'onde *plus petite* que la longueur d'onde de la raie excitatrice. Il est à espérer que la vapeur d'iode, avec laquelle on peut faire les expériences à la température ordinaire, permettra mieux encore que la vapeur de sodium d'étudier les rapports qui existent entre les spectres d'absorption, de fluorescence et de rotation magnétique.

Léon Bloch.

A propos de la méthode de Bernouilli pour la détermination des constantes optiques des métaux. Voigt W. *Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 855-858. — Nouvelles remarques critiques sur la valeur des formules de Bernouilli. Léon Bloch.

Ionisation

Sur les mobilités des ions produits dans l'air par la lumière ultra-violette. — Hughes (A.-L.) [*Proc. of Cambridge Phil. Soc.*, 15 (1910) 485-491]. Divers expérimentateurs ont obtenu des résultats contradictoires en ce qui concerne l'ionisation de l'air par la lumière ultra-violette. La discordance paraît tenir surtout aux longueurs d'onde de radiations employées. En 1901, Lenard annonçait que les rayons ultra-violets sont capables d'ioniser l'air. Ces résultats ont été contredits par Bloch, et l'ionisation attribuée à la présence dans l'air des poussières subissant l'effet photo-électrique. Les radiations étudiées par Bloch ne semblaient pas ioniser l'air purgé de poussières.

L'auteur a constaté que la lumière ultra-violette d'un arc à mercure, d'un tube à hydrogène, d'un tube à cathode de Wehnelt ne donne pas lieu à une ionisation appréciable de l'air si elle traverse une plaque mince de quartz. La longueur d'onde minima transmise ainsi par le quartz est égale à 0μ,145.

Par contre avec une plaque de fluorine transmettant des radiations jusqu'à 0μ,123 l'auteur a pu constater une ionisation importante de l'air par la lumière de la décharge dans l'hydrogène sous pression de 2 ou 3 mm. et mesurer les mobilités moyennes des ions produits.

La méthode employée était celle du courant gazeux.

Voici le dispositif expérimental (fig. 1). La plaque de

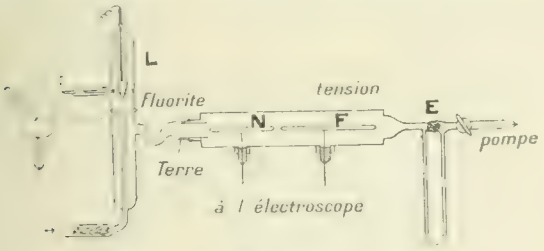


Fig. 1

fluorine de 2 cm d'épaisseur sépare la source de la lumière de l'espace irradié; le courant gazeux, après avoir traversé un grand tube rempli de coton, était amené par un tube étroit tout contre la plaque, il était envoyé ensuite dans une chambre d'ionisation formée d'un tube cylindrique, réuni à la pile, et deux électrodes centrales isolées N et F réunies chacune à un électroscope Wilson. On contrôlait la constance du courant gazeux au moyen d'un manomètre à xylol qui mesurait la chute de pression sur un tampon de ouate.

L'air devenait fortement conducteur quand on mettait le tube en marche. L'absence de poussières était vérifiée par ce fait que le gaz étudié, ne contenait pas de centres de condensation, faciles à mettre en évidence dans un appareil de Wilson. Ainsi la conductibilité de l'air était due à une ionisation de l'air.

Cette ionisation était toutefois fortement dissymétrique : le courant négatif était 20 fois plus fort que le courant positif. Pour déterminer les mobilités, l'auteur étudiait en fonction du voltage le rapport du courant reçu par la deuxième électrode, au courant total.

Au lieu de mesurer le débit du courant gazeux, comme l'a fait Zeleny, l'auteur comparait les courbes ainsi obtenues aux courbes qu'on obtenait quand l'air était ionisé par les rayons Rontgen.

Pour cela l'auteur soumettait le gaz sortant du tube étroit à l'action d'un tube de Crookes, disposé à une distance telle que l'ionisation positive due aux rayons X était la même que celle produite par les rayons ultra-violets.

On voit ci-dessous (fig. 2) que les courbes relatives au courant positif sont identiques dans les deux cas, montrant

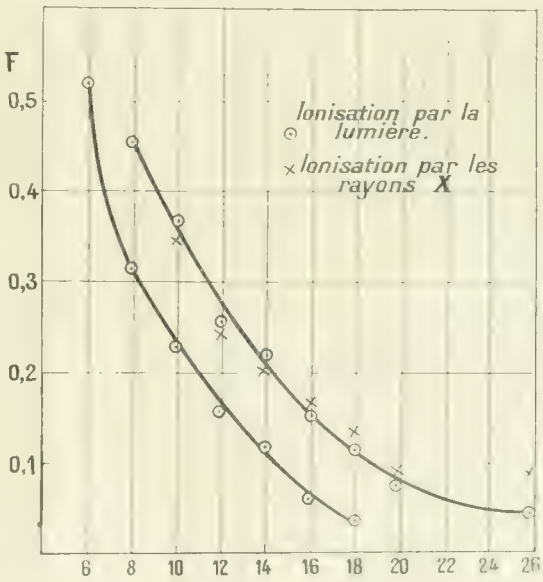


Fig. 2

ainsi que les ions positifs produits par la lumière ultra-violette possèdent la même mobilité que ceux produits par les rayons X.

L'auteur ne s'est pas préoccupé de faire avec autant de soin la comparaison des courbes des ions négatifs, étant donné que la mobilité des ions photo-électriques avait déjà été identifiée par Rutherford avec celle des petits ions [illegible]. L. W[illegible].

REVUE DES LIVRES

Traité de radioactivité par Mme P. Curie. 2 vol. [illegible] XI [illegible] p. [illegible] fig. [illegible] Gauthier-Villars, éditeur, Paris, 1910.

[illegible] avant 1902 qu'on a obtenu du radium en quantité suffisante pour [illegible] nistes en proportions à peu près égales ; mais depuis, leur nombre a augmenté très rapidement, et les questions de radioactivité occupent aujourd'hui une place considérable dans les publications scientifiques, surtout dans celles de physique. Plusieurs laboratoires sont exclusivement destinés à l'étude de ces questions ; tel est en particulier le laboratoire dirigé à Paris par Mme Curie elle-même.

La découverte et la séparation du radium par M. et [illegible] loppement de la radioactivité. Elles ont fourni aux expéri[illegible] actives au plus haut degré ; d'autre part, elles ont attiré sur ces propriétés remarquables l'attention du monde savant, car les effets physiques et chimiques du radium [illegible] rationnelle de phénomènes complexes en apparence, mais [illegible] recherche des voies nouvelles. Avec son aide, le domaine [illegible] l'étude de l'origine et de la nature chimique et physique [illegible] rayonnements secondaires qu'ils produisent. Le chapitre X [illegible]

Le sujet qui contient des problèmes aussi nombreux et [illegible] thodes qu'on y rencontre ne sont pas seulement celles qui lui sont particulières, mais ce sont aussi des méthodes déjà employées en physique et en chimie. La rapidité avec [illegible] lement sans quelque découverte nouvelle de faits expérimentaux de grande importance. Bien entendu, cette vitesse d'accroissement ne peut pas continuer indéfiniment ; mais il y a encore nombre de problèmes du plus grand intérêt qui attendent leur solution, et d'autre part, le labour soigné des champs défrichés par les pionniers demandera beaucoup de travail attentif et précis.

Le [illegible] de Mme Curie comprend deux volumes divisés en dix-sept chapitres et contenant en tout un millier de pages d'impression serrée ; il est fondé sur le cours professé par son auteur à la Sorbonne. Le frontispice est formé par un excellent portrait de Pierre Curie, et à la fin du [illegible] tographies obtenues par Becquerel et d'autres au moyen des rayonnements des corps actifs. Les deux volumes du traité contiennent un résumé très complet de tous les travaux importants faits en radioactivité. Le chapitre d'introduction contient un exposé clair des propriétés des rayons cathodiques et des rayons X, ainsi que de la théorie de l'ionisation des gaz ; on trouve ensuite une longue description des méthodes de mesures employées en radioactivité, y compris une théorie détaillée de l'électromètre et des données complètes sur le quartz piézo-électrique inventé par [illegible] F. Curie. Après une discussion [illegible] minéraux radioactifs, Mme Curie donne un résumé très [illegible] ration du radium et sur la détermination des propriétés de ce corps. Le travail important de Mme Curie et M. Debierne sur l'obtention du radium métallique n'avait pas été terminé assez tôt pour pouvoir être mis à sa place dans le livre ; mais une courte note sur les résultats est donnée en appendice.

[illegible] radioactives et des dépôts actifs qu'elles produisent ; il y a une description excellente des diverses méthodes employées pour isoler l'émanation du radium, pour mesurer son volume et pour déterminer ses propriétés physiques et chimiques. Dans le chapitre VIII, on passe en revue les différentes hypothèses proposées au début pour expliquer les phénomènes radioactifs. L'auteur adopte le point de vue de la théorie de désintégration, et traite en détail le cas des transformations successives. Après une discussion intéressante [illegible] atomes, Mme Curie conclut qu'il faut admettre ou bien que les atomes d'une substance radioactive donnée ne sont pas identiques entre eux, ou bien que la désintégration est [illegible] à l'atome.

Les premiers chapitres du second volume contiennent [illegible] rayonnements secondaires qu'ils produisent. Le chapitre X [illegible]

détails, les quatre chapitres suivants traitent en détail des transformations successives de l'uranium, du radium, du thorium et de l'actinium, et de leurs relations mutuelles; enfin, le dernier chapitre est consacré aux recherches faites sur la radioactivité du sol et de l'atmosphère, et sur les déductions qu'on a tirées de ces recherches. On a inclus dans le livre un certain nombre d'excellents tableaux donnant les valeurs des principales constantes radioactives; en outre, vu le rôle important que l'émanation du radium possède pour le dosage du radium, on a donné des tableaux complets relatifs à la décroissance de l'émanation et à l'accumulation de celle-ci dans du radium privé d'émanation au début.

L'ouvrage analysé est un résumé de la radioactivité qui fera autorité en la matière et qui est écrit par une personne ayant fait elle-même des contributions notables à l'histoire du sujet. L'ouvrage est écrit dans un style clair et intéressant, et on a fait un choix judicieux et compétent des matières à traiter. L'auteur de cette analyse constate qu'il est en accord avec Mme Curie sur le fond de presque toutes ses conclusions, et il est certainement intéressant de remarquer le peu de divergence d'opinions qui existe entre les différents chercheurs quant à l'interprétation des phénomènes principaux. Je pense que cet état de choses quelque peu exceptionnel est dû à l'adoption générale de la théorie des transformations radioactives, car dans cette théorie les résultats expérimentaux n'admettent généralement qu'une seule explication.

Il y a dans cette œuvre très peu de choses qui demandent à être critiquées, et beaucoup qui demandent à être admirées. On trouve cependant certains points de moindre importance qu'il est bon de signaler. Ainsi, Mme Curie a conservé dans son travail le terme de *radioactivité induite*; cette expression se justifie sans doute au point de vue historique, mais dans la manière de voir actuelle, elle n'est pas défendable scientifiquement, surtout lorsqu'on l'applique à la matière radioactive elle-même et non au rayonnement qu'elle émet. Le nom de *dépôt actif* semble de beaucoup préférable.

Les produits Radium E_1 et Radium E_2 sont compris dans la liste des produits de transformation du radium, malgré que le travail d'Antonoff ait, à mon avis, montré d'une façon concluante qu'il ne saurait exister deux produits différents ayant chacun une période de 5 jours environ. La découverte de l'ionium est attribué à Rutherford et Boltwood; c'est Boltwood seul qu'il aurait fallu nommer. De même, p. 156, l'hypothèse que le plomb est le produit final du radium, est attribuée à Rutherford au lieu de l'être à Boltwood.

Un obstacle sérieux aux services que le livre est appelé à rendre, sera ressenti par tous ceux qui auront à en faire usage : je veux parler de l'absence d'un index alphabétique. Les références à la littérature sont également incomplètes, on n'a indiqué que le nom du journal et l'année. Il faut espérer qu'on y remédiera à ces détails lors d'une nouvelle édition.

Un traité qui se propose de donner un résumé de tous les travaux importants publiés, court évidemment le risque de donner à chacune des différentes questions une place déterminée en grande partie par le nombre des publications plutôt que par l'importance intrinsèque ou l'intérêt de la question. L'auteur a, d'une manière générale, évité cette difficulté, qui ne fera d'ailleurs que s'accentuer à l'avenir, avec la multiplication des données expérimentales. Comme le livre est déjà assez volumineux, on sera bien forcé, dans les éditions futures, d'adopter une ligne de conduite aboutissant à une sélection plus rigoureuse et à une condensation plus grande des matières.

L'ouvrage sera lu avec le plus grand intérêt par tous ceux qui s'occupent de radioactivité, et leur [illegible] grande utilité, comme un résumé concis et complet de tout ce qui a été publié d'important sur ce sujet. Le traité de Mme Curie est une contribution remarquable à la littérature d'un domaine nouveau et attrayant; il ajoute encore au bon renom scientifique de l'auteur et de la nation qui a pris une part aussi fondamentale au développement de cette branche de notre savoir. **E. Rutherford.**

[Manuscrit traduit par L. Kolowrat].

Les principes fondamentaux de la chimie, par **W. Ostwald** (Traduit de l'anglais par H. W. Morse), 1 vol., 15 × 23, 350 pages. Longmans et Green éd., Londres, 1909. Prix : S. 7/6].

Ce livre contient les connaissances qui figurent d'ordinaire, comme introduction, au début des traités de chimie générale.

On y trouve donc d'abord l'exposé des principales propriétés physiques des corps, et, plus particulièrement, les propriétés des états solide, liquide, gazeux de la matière, et des lois qui président au passage d'un état à l'autre. Puis c'est l'étude des solutions, gazeuses, liquides et solides. La dernière partie comprend l'étude des lois pondérales, des combinaisons chimiques, et de celles qui déterminent les vitesses de réaction.

Un dernier chapitre est consacré aux ions électrolytiques. Le caractère principal de ce livre est d'être absolument élémentaire et de s'adresser, par conséquent, aux débutants. A ce titre, c'est certainement un des meilleurs livres qui existent actuellement, tant par la clarté de l'exposition, que par le grand nombre de connaissances qu'il embrasse.

Ce qui frappe ensuite le plus, dans ce livre, c'est que l'auteur semble systématiquement avoir écarté toute hypothèse relative à la constitution de la matière; ainsi des phénomènes tels que celui de la diffusion des gaz l'un dans l'autre, des lois telles que celle de l'action de masse sont exposés, sans qu'il soit jamais question de molécules, ou de corpuscules de matière; c'est à peine, si dans les dix dernières pages le mot d'ion est prononcé à propos des électrolytes et des lois de Faraday! **J. Danysz.**

Eléments de calcul vectoriel, par **Burali-Forati** (C.) et **Marcolongo** (R.) (traduit de l'italien, par S. Lattès). Un volume, 17 × 25, 229 p., Hermann, éd., Paris, 1910. Prix : 8 francs.

On sait que le calcul vectoriel, ou calcul géométrique absolu, a pris dans l'enseignement à l'étranger, une place importante à la suite des travaux de Grassmann en Allemagne, de Hamilton et Maxwell en Angleterre, de Gibbs en Amérique, de M. Peano en Italie. Assez de gens ont été formés à ce mode de calcul particulier pour que des ouvrages destinés à devenir classiques, comme la théorie des électrons de Lorentz, par exemple, soient écrits dans la notation vectorielle supposée connue.

En France le calcul vectoriel n'a fait qu'occasionnellement l'objet de recherches savantes et paraît même avoir été plutôt délaissé depuis une cinquantaine d'années, car le mémoire français le plus récent cité par MM. Burali-Forti et Marcolongo est de Barré de Saint-Venant et remonte à 1845. On trouve, il est vrai, une note de Sarrau sur la théorie des quaternions dans la traduction française de Maxwell (T. II. 1889). Dans son cours au Collège de France, ces dernières années, M. Langevin a employé la notation vectorielle pour exposer l'électrodynamique et la théorie de Lorentz, d'une manière de plus en plus systématique.

C'est bien là, à notre avis, la meilleure manière de

[illegible] comme font MM. Burali-Forti et Marcolongo, on risque un [illegible] se mettre à même de lire sans un surcroît de difficultés les mémoires étrangers en langue vectorielle. Pour [illegible] donnée du rotationnel et de la divergence (Chap. VI. Fonctions de points p. 71). « Soit **u** un vecteur fonction du point P. Nous appellerons rotationnel de **u**, « rot **u** », [illegible] fonctions de **u** et de P seuls, définis respectivement par les conditions

[illegible]

que's que soient les déplacements arbitraires d P, δ P de P. [illegible] et quelque soit le vecteur constant unitaire **a** ». On dé- [illegible] chapitres de l'ouvrage, indispensables à posséder pour en [illegible] et produit par un nombre (Chap. I, produit vectoriel [illegible] le mérite et le grand intérêt de l'ouvrage, mais peut en préciser le caractère logique et géométrique. Con- [illegible] développée d'une manière parfaitement logique et autonome. Avec point de vue, d'ailleurs, si tout l'ouvrage dans [illegible]

Au point de vue des applications du calcul vectoriel, on trouvera dans la deuxième partie du volume, qui leur est entièrement consacrée, de très intéressants chapitres, — applications à la mécanique, cinématique du corps solide, mouvement du corps solide (Chap. IV), — application à [illegible] (Chap. V), — [illegible] (Chap. VI), — [illegible] à l'électrodynamique, potentiels retardés, équations de Maxwell-Hertz et leur intégration, vecteur radiant de Poynting, équations de Lorentz (Chap. VII). **L. Dunoyer.**

Théorie de l'ionisation des gaz par choc. par **Townsend (J. S.)** [illegible] 12 × 19, 88 p., Constable éd., Londres, 1910.

La théorie de l'ionisation par choc est tellement acquise [illegible] presque intuitive. Toutefois il n'existait pas encore d'exposé d'ensemble des doctrines de M. Townsend, adapté aux progrès qui ont été réalisés dans l'étude de la décharge disruptive. Cette lacune ne pouvait guère être comblée par une personne plus autorisée que le créateur de la théorie lui-même.

Le petit livre de M. Townsend appartiendra sans doute aux ouvrages classiques de la physique. Il est rare de trouver un exposé aussi clair, aussi sobre, aussi persuasif, où rien ne manque, rien n'est superflu. Ce livre est adressé aux expérimentateurs ; il est toujours merveilleusement logique et fidèle à sa conception.

L'auteur évite d'entrer dans les détails mathématiques de la théorie, il n'en expose que les grandes lignes; C'est sur les applications qu'il insiste, il fait ressortir à [illegible] par choc.

Malgré cela, M. Town-end n'oublie de mentionner aucune des difficultés que peut rencontrer dans certains cas la théorie (cas de l'hélium, décharge disruptive au-dessous de la pression critique). Par là le livre devient un véritable guide pour les nouvelles recherches.

Voici les chapitres :

I. Ionisation par ions négatifs.

II. Ionisation par ions positifs.

III. Théorie du potentiel disruptif en champ uniforme.

IV. Potentiel disruptif en champ non uniforme.

[illegible] de J.-J. Thomson, théories relatives au rôle de l'émission cathodique dans le phénomène général de la décharge disruptive. M. Townsend pense que ce rôle est négligeable si la pression n'est pas très basse ; si la pression est au-dessous [illegible] **L. Wertenstein.**

La Radioactivité par **Bateli A., Occhialini A., Chella S.** [illegible] par **Mme Th. Bateli**. [illegible] Paris, 1910. Prix : 10 francs. Traduction allemande, par **M. Bate** [illegible] Leipzig, 1910. Prix : M. 6,40.

L'original de ce traité de radioactivité a été analysé antérieurement [illegible] 6 [illegible] Les traductions françaises et allemandes n'en ont altéré en [illegible]

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur le phénomène de Zeeman présenté par les groupes de raies des spectres du type II

Par A. DUFOUR

École Normale Supérieure. — Laboratoire de Physique

Rydberg[1] désigne sous le nom de spectres de lignes du type II ceux où il a été impossible de trouver des *séries* de raies convergentes, mais où l'on a pu mettre en évidence l'existence de certains *groupes de raies*, qui se reproduisent un certain nombre de fois dans le spectre en conservant les mêmes écarts mesurés dans l'échelle des fréquences. Parmi les quelques corps fournissant de tels spectres, je m'occuperai seulement de deux d'entre eux : le rhodium et l'argon.

Snyder[2], partant des longueurs d'onde de Kayser, a calculé les fréquences des raies du spectre d'arc du rhodium et a pu classer 32 pour 100 des raies de ce spectre en 19 groupes de 52 raies; ces groupes seront désignés par les lettres A, B, C..., S, et les raies de chaque groupe par leur indice 1, 2, 3, — 52. La différence des fréquences de 2 raies quelconques d'un groupe se retrouve avec la même valeur entre les 2 raies ayant les mêmes indices d'un autre groupe quelconque. Il existe des lacunes dans certains de ces groupes, puisque le nombre des raies classées par Snyder arrive à 476, valeur inférieure au produit 988 de 19 par 52.

Dans le spectre rouge de l'argon, Rydberg a montré qu'on pouvait classer environ 90 des raies de ce spectre en 4 groupes, définis comme précédemment; conformément aux notations de Kayser[3], ils seront désignés ici par les lettres A, B, C, D, l'indice de chaque raie étant indiqué par les chiffres 1, 2, 3, etc. Ici encore la classification n'intéresse qu'une fraction assez faible de la totalité des raies du spectre rouge de l'argon; il existe aussi quelques lacunes dans les groupes.

L'étude du phénomène de Zeeman a montré que les raies d'une même série se comportent de même, qualitativement et quantitativement. Il était donc intéressant, ainsi que l'a signalé M. Cotton[1], de rechercher si une loi analogue pouvait s'appliquer soit aux raies d'un même groupe des spectres du type II, soit aux raies correspondantes de même indice appartenant à des groupes différents. Je me suis aidé dans cette recherche des résultats déjà acquis par Snyder et Purvis pour le rhodium; j'ai étudié en outre directement le phénomène de Zeeman sur un certain nombre de lignes bleues du spectre « rouge » de l'argon.

1° **Rhodium.** — Purvis[2] a mesuré les écarts des doublets magnétiques d'un certain nombre de raies du rhodium dans l'étincelle. Il suffit donc de rechercher parmi ces raies, celles qui appartiennent aux groupes de Snyder, et de les comparer entre elles. Mais Snyder ne donne dans son tableau que les fréquences de ces raies, calculées à partir des déterminations de Kayser; tandis que Purvis ne donne que les longueurs d'onde des raies qu'il a étudiées, longueurs d'onde mesurées par Exner et Haschek. J'ai donc dû calculer les fréquences déduites de ces longueurs d'onde et j'ai cherché à les identifier avec celles du tableau de Snyder. L'identification se fait très bien pour la plupart des raies données par Purvis, avec une différence constante de 7 à 9 unités du 5e chiffre de la fréquence. On s'en rendra compte dans le tableau ci-contre où j'ai marqué la fréquence calculée d'après les nombres de Exner et Haschek et la fréquence donnée par Snyder. En même temps j'indique l'écart $\frac{\delta\lambda}{\lambda^2}$, exprimé en unités arbitraires et résultant des mesures de Purvis, des composantes extrêmes des doublets.

Afin de pouvoir comparer entre elles ces différentes raies, en les considérant soit dans le même groupe, soit avec le même indice, on les a classées dans le

1. *Congrès de Physique*, 2, 1900, 200 et suivantes.
2. *Astroph. Journ.*, 14, 1901, 179.
3. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, 5, 69.

1. [illegible] *Physique*, 7, [illegible] *Le Radium*, 8, 1911, 55, 65.
2. [illegible] *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 13, 1908, 552.

[illegible]

[illegible table]

[illegible]

[illegible] champ magnétique.)

On voit [illegible] sur ce tableau qu'il n'apparaît pas de relation simple entre la nature et la grandeur du phénomène de Zeeman présenté par une raie et sa place dans la classification de Snyder ; en particulier il n'y a pas lieu de grouper entre elles les raies appartenant à une même colonne, ou à une même ligne.

Il convient pourtant de noter quelques correspondances intéressantes, comme celles présentées par D_{37}, [illegible] avec [illegible] et [illegible], de même pour [illegible], [illegible] ; mais pour que ces analogies soient utilisables, il faudrait qu'elles fussent plus nombreuses.

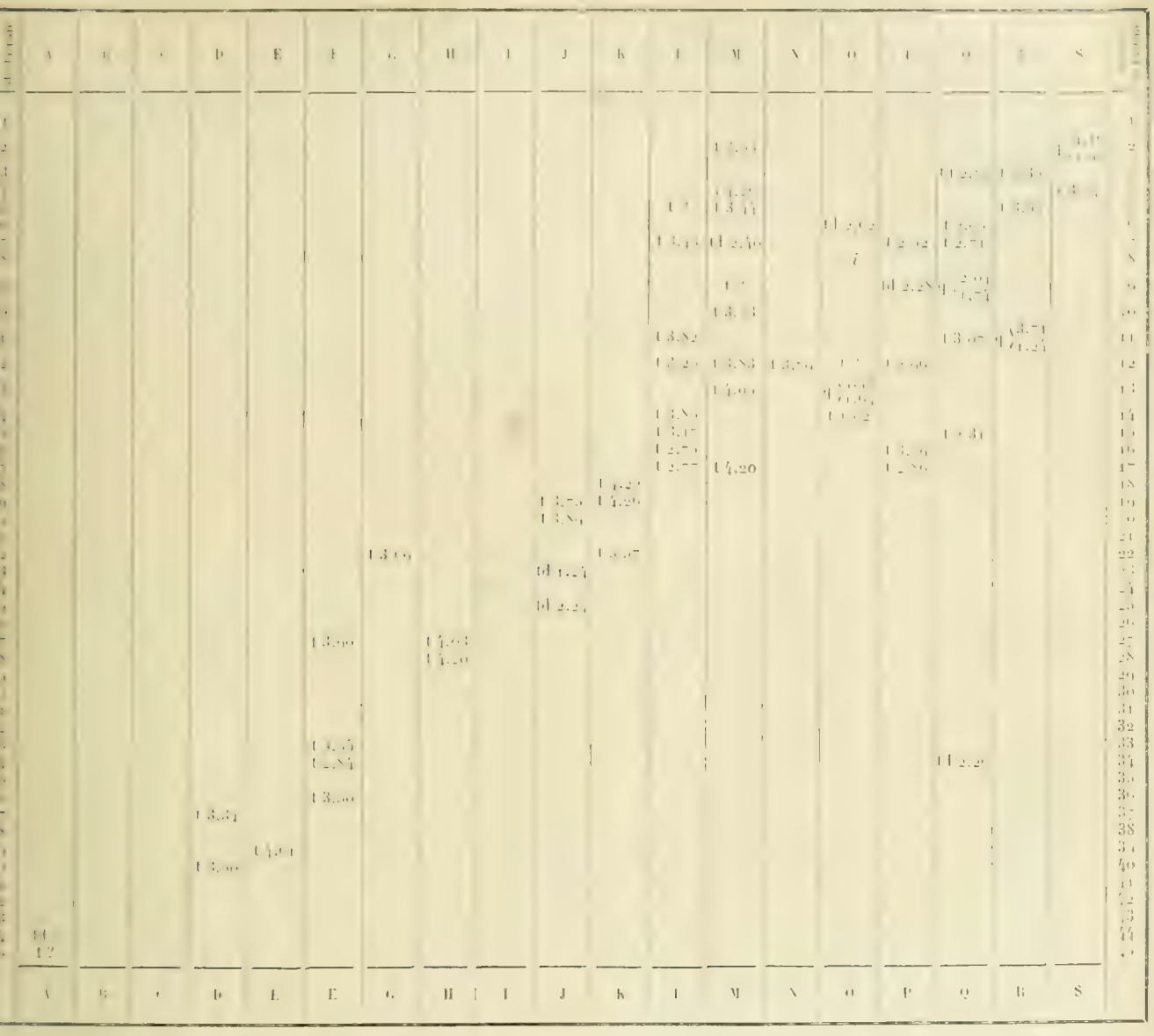
2° Spectre rouge de l'argon.

— J'ai étudié expérimentalement, dans le même but, quelques raies de l'argon.

L'argon a été préparé par le procédé de Maquenne : on fait passer de l'air sur un mélange de magnésium et de chaux, chauffés à haute température ; les constituants de l'air sont absorbés, sauf l'argon qui contient alors comme impureté de l'hydrogène. Pour se débarrasser de ce dernier gaz le plus possible, on a suivi la technique de M. Villard. Le tube de magnésium et chaux est prolongé par un tube d'oxyde de cuivre qui peut être chauffé ; de la potasse et de l'anhydride phosphorique permettent d'absorber le gaz carbonique et l'eau provenant de la combustion des impuretés par l'oxyde de cuivre chauffé. Le tout est réuni à la pompe par l'intermédiaire du tube de Geissler. On commence par faire le vide aussi complet que possible dans tout l'appareil en chauffant le tube à magnésium et chaux, puis le tube à oxyde de cuivre ; on laisse ensuite entrer très lentement de l'air par l'extrémité libre du tube à magnésium et chaux ; le tube se remplit d'argon. En le faisant fonctionner [illegible] ; cette pulvérisation est d'ailleurs un indice de la pureté de l'argon. On a scellé le tube à une pression de l'ordre du millimètre de mercure. Contrairement à ce qu'on pouvait attendre[1], je n'ai pas été gêné par l'absorption du gaz par les électrodes ; au contraire [illegible].

[illegible] l'électro-aimant, était placé suivant l'axe de cet électro-aimant [illegible]

[1] [illegible]



bleues du zinc, avec les nombres donnés à ce sujet par MM. Cotton et Weiss.

La difficulté la plus gênante, dans cette étude, a été la diminution considérable d'intensité, sous l'action du champ, des raies de l'argon, déjà peu brillantes par elles-mêmes en l'absence du champ magnétique. On n'a donc pu étudier le phénomène de Zeeman que sur les raies bleues les plus intenses du spectre « rouge » de l'argon.

Les mesures des écarts des doublets magnétiques ont été faites, à la machine à diviser, sur les clichés; elles ont été difficiles surtout pour les raies peu intenses.

Dans le tableau suivant, on a donné les longueurs d'onde et la désignation des raies conformément aux indications de Kayser[1]; les mêmes abréviations que ci-dessus, c'est-à-dire *t td* et *q*, signifient respectivement triplet, triplet diffus ou à composantes multiples, et quadruplet. Les valeurs numériques données expriment, à 5 à 6 pour 100 près au plus, les résultats expérimentaux en fonction de l'écart normal $\left(\frac{\delta\lambda}{H\lambda^2} = 0{,}94 \cdot 10^{-6}\right)$ pris comme unité. Les raies B et D_1 étant très voisines, leurs composantes magnétiques sont mélangées.

On peut encore faire ici les mêmes remarques que sur le tableau précédent; par exemple, les raies du groupe A donnent la première un quadruplet et les autres des triplets. Dans une même ligne, les décompositions ne sont pas nécessairement les mêmes; ainsi A_1 donne un quadruplet et B_1 un triplet[1].

1. Kayser, *Handbuch der Spektroskopie*, 5, 66 et suiv.

1. La raie de l'argon λ = 7200,8 assez intense, n'entre pas dans cette classification; elle fournit dans le champ un métaplet triplet pour lequel l'écart est environ le 8/7 de l'écart normal.

Spectre [illegible] de l'argon

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Étude des raies rouges de l'argon. — A la même occasion, j'ai regardé aussi le phénomène de Zeeman sur les deux raies rouges de l'argon, 7066,6 et 6965,8. La seconde est plus intense que la première.

Les résultats obtenus pour la raie rouge 6965,8 [illegible] Lorsque Michelson trouve qu'elle est sensible au champ magnétique, Berndt, au contraire, n'a pu constater sa décomposition magnétique[1]. Lohmann[2] l'a observée, mais le manque de [illegible] l'a empêché de faire des mesures. J'ai donc essayé d'étudier cette raie. Il m'a été impossible de la photographier et impossible aussi de l'apercevoir à l'œil armé d'un oculaire, tellement son [illegible] quand le champ est [illegible]. Un peut l'observer à l'œil nu sans oculaire; cela est possible quand on dispose d'un œil assez myope naturellement; ce procédé, incommode et fatigant, a le grand avantage de permettre d'observer des raies peu intenses. J'ai pu aussi constater que cette raie rouge 6965,8 se décomposait dans le champ en triplet par. Pour mesurer grossièrement l'écart du triplet [illegible] des vibrations perpendiculaires aux lignes de force, on a placé, dans le spectre [illegible] pour le cuivre, des plaques [illegible] millimètres. On a [illegible] de l'écart du doublet directement sur la règle. Ce mode de mesure [illegible] pour cet écart [illegible] de l'écart normal.

Quant à la raie 7066,6, on a pu de même constater qu'elle formait une seule composante [illegible] parallèlement au champ, mais le manque de lumière a empêché de conclure pour les autres composantes. Il est probable que la décomposition de cette raie est plus compliquée que celle de la précédente raie rouge.

En résumé, en dehors des résultats donnés pour les raies rouges de l'argon, on a montré que les modifications subies dans le champ magnétique par les raies des groupes des spectres du rhodium et de l'argon, spectres appartenant au type II, ne sont pas en relation immédiatement visible avec la place de ces raies dans la classification de Rydberg. En particulier, les raies d'un même groupe ne présentent pas nécessairement le même phénomène de Zeeman; il en est de même pour les raies de même indice et appartenant à des groupes différents.

S'il existe une relation entre la place de ces raies et la nature et la grandeur de leur phénomène de Zeeman, elle ne paraît pas être facile à trouver. Pour y arriver, il faudrait, par exemple, mesurer les écarts magnétiques de toutes les raies du tableau de

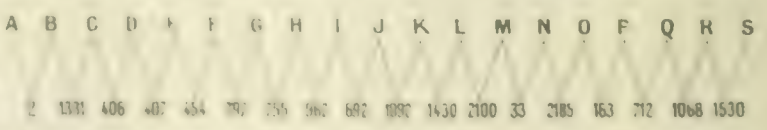


Fig. 4.

[illegible] de même pour les autres corps fournissant des spectres du type II. On pourra aussi arriver à interpréter [illegible] la classification de Rydberg. Mais c'est là un travail considérable.

Les considérations [illegible] encourageantes à ce point de vue. Prenons le tableau de Sandler pour le rhodium et comparons les différences

[1] [illegible]

[2] [illegible] 1901.

de fréquences entre les colonnes successives, en neglligeant les deux derniers chiffres, on obtient la série de nombres donnée au bas de la page 100. Ces différences paraissent former une suite de nombres n'ayant entre eux aucun rapport. Ils vérifient pourtant les relations suivantes qui n'ont pas encore été signalées, je crois :

Dol FD	Dol DE	Dol BA	407	et	405	2		408
Dol GN	Dol FK	Dol HG	2185	et	1450	735		2185
Dol FK	Dol FL	Dol FO	1430	et	954	407	406	1430
Dol SP	Dol KJ	Dol GM	1550 + 1068	712	3310	et	1092 + 2185	33	3310
Dol KI	Dol GB	Dol FI	1092 + 692	1784	et	1551 + 234		1785
Dol HI	Dol BA	Dol GI	Dol FO	962	et	2	797	165	962
Dol MI	Dol GI	Dol GN	Dol QP	2100 + 797	2897	et	2185	712	2897

Ces relations sont distinctes les unes des autres; on peut d'ailleurs les combiner entre elles.

On trouve des relations du même genre en considérant les différences de fréquences entre les lignes de raies de même indice.

Il paraît difficile d'admettre que ces relations soient de pures coïncidences. La classification de Rydberg présente donc sous une certaine forme, probablement très compliquée, une loi sans doute simple que les mesures du phénomène de Zeeman sur toutes ces raies permettront de deviner à un observateur suffisamment travailleur et patient.

Manuscrit reçu le 1 février 1911.

Mesure du parcours des particules α de l'uranium par la méthode des scintillations

Par A. FOCH

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

1. Le parcours dans l'air des particules α émises par les substances de faible radioactivité, telles que l'uranium ou le thorium, ne peut guère s'obtenir par les méthodes employées dans l'étude des corps très actifs, tels que le radium ou le polonium. Dans l'appareil imaginé par Bragg, par exemple, on ne recueille que les ions produits par les particules α dans un faible angle solide (de l'ordre de $\frac{1}{10}$) et sur une fraction du parcours souvent inférieure à $\frac{1}{10}$. Le courant de saturation dû à une surface d'uranium n'étant guère supérieur à 5×10^{-15} ampère par cm² de substance active, un calcul simple montre que le courant correspondant aux ions recueillis dans l'appareil sera inférieur à 10^{-15} ampère, quantité difficile à mesurer avec d'excellents appareils utilisés dans les meilleures conditions et *a fortiori* dans les laboratoires consacrés aux recherches radioactives. Aussi a-t-on dû s'adresser à d'autres méthodes.

2. Des expériences sur l'ionisation totale due à une couche épaisse d'uranium ont été faites séparément par MM. Laby et L. Bloch[1]. Les résultats en sont contradictoires. Tandis que Laby trouve un nombre plutôt inférieur à 3 cm, L. Bloch conclut à la valeur R = 3,5 cm. Enfin M. Bragg[1] essaya de déduire le parcours des particules α de l'absorption exercée sur elles par un mince écran métallique. Le nombre trouvé était voisin de 3,2 cm.

3. La méthode de M. Bragg était trop détournée et d'une interprétation trop difficile, dès que plusieurs groupes de particules entrent en jeu, pour donner des résultats précis. De ce point de vue, les méthodes fondées sur la mesure de l'ionisation totale sont bien préférables. Or, si on se reporte aux courbes publiées par M. Bloch, on n'observe « d'accroissement net » de l'ionisation qu'aux distances inférieures à 2,7 cm et non à 3,5, le faible accroissement linéaire observé au-dessus de 2,7 cm. se prolongeant en effet jusqu'à 5 cm. et pouvant être attribué à une élimination incomplète de l'uranium X dont le rayonnement β mou provoquerait une faible ionisation. Il nous semble donc que les mesures d'ionisation conduisent pour le parcours du rayonnement α de l'uranium à la valeur

$$R = 2,7 \text{ cm.}$$

4. Nous avons essayé d'obtenir ce parcours en mettant en évidence les différentes particules au moyen des scintillations qu'elles provoquent sur un

1. Laby, *Le Radium*, 4, 1907, 255-258. Bloch, *Le Radium*, 4, 1907, 175-176.

1. *Proc. Phys.*, 11, 1906, 754-768.

[illegible] sulfure de zinc [illegible] en [illegible] de la couche active la matière phosphorescente; la distance [illegible] de percevoir les scintillations [illegible] avec le parcours mesuré par les méthodes électriques. Toutefois la nécessité où [illegible] suffisamment petite [illegible] et de concentrer les particules de façon à avoir un parcours bien défini réduirait le nombre des scintillations dans des proportions telles que [illegible] impossible. Aussi avons-nous, sur les conseils de M. D[illegible], adopté le dispositif suivant.

On recouvre la paroi interne d'un ballon sphérique [illegible] d'activité [illegible]. Pour cela,

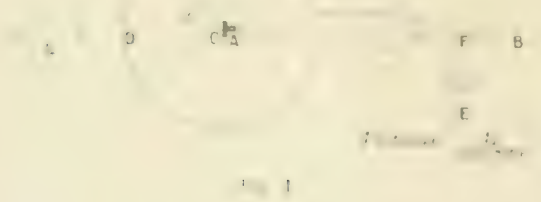


Fig. 1

[illegible] est mis en suspension dans l'éther et on provoque l'évaporation du liquide. Les couches ainsi [illegible] sont assez régulières et pas trop épaisses. Au centre du ballon est placé un écran de sulfure de zinc; pour assurer la position de l'écran, le col du ballon est rodé et peut se fermer par un bouchon en verre [illegible] à deux [illegible] ouverts, portant par [illegible] un tube latéral CE à robinet et un tube AB arrivant presque au centre. En introduisant par B une [illegible] rigide [illegible], il devient possible de connaître la distance entre l'extrémité A et le point D où l'axe du tube rencontre le ballon. [illegible] pour le rayon intérieur du ballon, on en conclut l'épaisseur à donner à l'écran de sulfure pour [illegible] au centre du ballon.

L'écran étant visé au moyen d'une lunette L, on diminuait la pression dans le ballon jusqu'à ce que l'on aperçût les scintillations. Le parcours des particules [illegible] approximativement [illegible] proportionnel à la pression de gaz; il était possible de [illegible] le parcours [illegible].

5. Théorie et résultats des expériences. — [illegible] Eberdique [illegible] N particules par seconde dans un angle [illegible] 1 m. [illegible] les conditions [illegible] d'un *filament* de surface [illegible] la totalité [illegible] de particules

égale $\frac{SN\,d\sigma\cos\alpha}{2\pi r^2}$ et de toute la surface $\frac{NS}{2}$ particules.

Or, si nous admettons que le nombre d'ions produits par une particule est fonction seulement de son parcours, on trouve, en partant des données fournies par le radium et ses dérivés, qu'une particule de trajet 2,7 cm. produit environ $1{,}2 \times 10^5$ ions. Prenant pour valeur de la charge élémentaire

$$e = 1{,}5 \times 10^{-10} \text{ coulomb}$$

et pour valeur du courant de saturation pour un corps d'activité 1

$$i = 5 \times 10^{-4} \text{ amp. par cm}^2$$

on trouve qu'une couche infiniment mince ayant une telle activité émettrait par seconde

$$N = \frac{5 \times 10^{-4}}{1{,}2 \times 10^5 \times 1{,}5 \times 10^{-10}} = 25 \text{ particules},$$

ce qui sur un écran de 5 mm. de diamètre produirait environ 26 particules par minute; on a donc assez de particules pour observer avec précision la fin du parcours.

6. Effectivement, j'ai réalisé ces conditions pour le polonium en laissant mourir dans un ballon de l'émanation du radium. Voici à titre d'exemple les résultats obtenus dans une expérience (fig. 2).

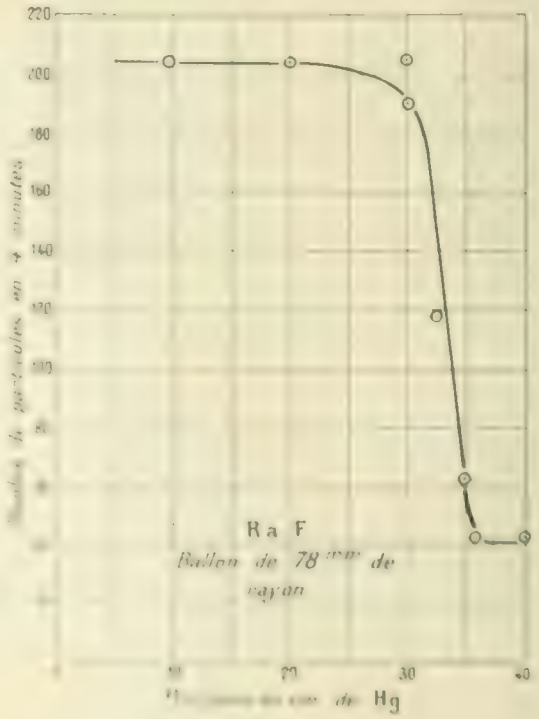


Fig. 2

Tableau I

[illegible]	19	[illegible]	[illegible]	[illegible]	40	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Nombre [illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4 minutes . . .	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	41	118	42	30

On cesse donc de percevoir les scintillations pour une pression de 56 cm de mercure. Le ballon ayant 78 mm. de rayon, on en conclut pour le parcours normal du polonium

$$R = 5{,}8 \text{ cm.}$$

C'est bien le résultat qu'ont donné les mesures d'ionisation[1]. On peut observer que le nombre de particules correspond à une activité sensiblement double de celle d'une couche étalon d'uranium.

7. Quand on veut effectuer des mesures sur une couche épaisse, le nombre N de particules émises par unité de surface n'est évidemment pas celui que donnent les calculs précédents fondés sur l'ionisation; mais on peut grouper par 2 les particules émises par les points de l'épaisseur de la couche de façon que la somme des ionisations produites par les particules d'un même groupe soit égale à l'ionisation que produirait une particule de la surface. Une couche suffisamment épaisse d'oxyde d'urane émettrait donc par seconde 50 particules à trajet plus ou moins raccourci et un écran de 5 mm de diamètre placé au centre d'un ballon *vide* recevrait par minute 53 particules environ. Mais dès que l'air rentre dans le ballon, les particules à parcours faible sont absorbées, de sorte que cette valeur est un maximum et que le nombre de particules atteignant l'écran diminue graduellement.

Voici, en effet, une des mesures faites en se servant d'un ballon de 97 mm. de diamètre.

Tableau II.

Pressions en cm. de Hg.	9	12	15	17	18	20	22	25	30	35	40	42
Nombre de scintillations en 4 minutes	44	38	$\frac{24}{50}$	19	15	15	15	16	8	6	2	0

Ce qui correspond à la courbe représentative ci-contre (fig. 5).

8. On voit que : 1° la courbe prolongée rencontre l'axe des y en un point correspondant à environ 17 particules par minute. Or, s'il est difficile de mesurer l'activité d'une couche à l'intérieur d'un ballon, on peut du moins effectuer les déterminations sur une lame plane recouverte d'acétate d'uranyle par le même procédé : nous avons ainsi obtenu une activité de 0,25 correspondant à 15 particules par minute. C'est bien l'ordre de grandeur du résultat expérimental.

2° La courbe rencontre l'axe des pressions en un point qui fournit la pression limite et par suite le parcours dans l'air sous les conditions normales. Nous avons trouvé comme moyenne de toutes nos expériences

$$R = 2{,}68 \text{ cm}$$

l'erreur étant à peu près sûrement inférieure à 1 mm.

C'est le résultat indiqué par MM. Rutherford et Geiger[1] dans un article publié pendant le cours des expériences faisant l'objet du présent mémoire. La méthode qu'ils ont employée consiste à viser un écran de sulfure de zinc placé en face d'une couche d'urane et à absorber les particules α au moyen de minces feuilles métalliques dont on connaît l'épaisseur d'air équivalente.

9. On sait que Boltwood a été conduit par l'étude

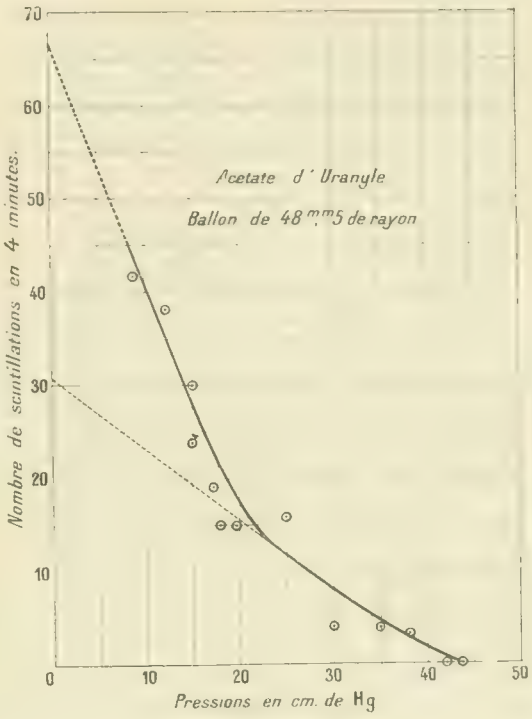


Fig. 5.

des activités et des périodes de l'uranium et du radium à admettre dans le premier de ces corps l'existence de deux groupes de particules α. L'emploi de couches épaisses d'uranium est évidemment défavorable à la mise en évidence de parcours différents pour les deux groupes de particules : nous devons toutefois faire remarquer que vers le milieu du parcours, la courbe donnant le nombre de particules en fonction de la pression change brusquement de direction, comme si un nouveau groupe de particules entrait en jeu à ce moment. Si on étudie de même le rayonnement α de l'uranium en inclinant au-dessus d'une couche d'oxyde noir une plaque photographique appliquée derrière un écran transparent au sulfure de zinc[2], on observe vers le milieu du parcours une variation assez brusque dans le noir du cliché. Il n'y a sans doute pas là une preuve absolue de l'existence de

1 Lewis, *Phys. Zeitschr.*, 7, 1906, 519-529.

1 *Le Radium*, 7, 1910, 225.

2 Szilard, *C. R.*, **149**, 1909, 271-273. *Le Radium*, 7, 1910, 19. M. Szilard avait employé cette méthode pour le polonium. Nous l'avons appliquée à l'uranium et nous avons obtenu un nombre voisin de 2cm,8 et d'ailleurs déterminé avec peu de précision.

[illegible]
les moins brillantes qui disparaissent à côté de l'éclat
[illegible]

[illegible] Mme Curie [illegible] M. Debierne, [illegible] prodiguer au cours de ce travail.

[illegible] 1911

Note sur la séparation de l'ionium et de l'actinium de certains résidus et sur la production de l'hélium par l'ionium [1]

Par B. B. BOLTWOOD
[illegible]

[illegible] tions qui vont être décrites ont été faites avec la [illegible] tité de cuivre, zinc, fer, étain et autres éléments.

[illegible] la direction de M. H. C. Greenwood du laboratoire et [illegible] d'une petite quantité de cette matière a montré qu'il [illegible]

[illegible] par filtration les précipités d'hydrates et on évaporait à sec la solution jusqu'à obtenir un gros résidu de [illegible] suite sous l'appellation de *résidu* B. On dissolvait le précipité d'hydrates en le chauffant avec de l'acide chlorhydrique dilué et on étendait d'eau la solution. On ajoutait à cette solution 5 kilogrammes d'acide

1. [illegible]

oxalique. On additionnait aussi d'ammoniaque pour neutraliser l'excès d'acide chlorhydrique. Le mélange était abandonné au repos pendant 17 heures ; on filtrait le précipité d'oxalates, séchait, et chauffait au rouge sombre. Les oxydes obtenus de cette façon étaient mis à digérer avec de l'acide chlorhydrique dans lequel ils se dissolvaient presque complètement et on filtrait la partie insoluble. Cette solution, après dilution dans l'eau jusqu'à obtenir un volume total d'environ 20 litres, était à peu près neutralisée par l'ammoniaque, et on la mélangeait à environ 20 litres d'une solution à 6 pour 100 d'eau oxygénée. On laissait reposer une nuit et le précipité formé était filtré et séché à 120°. Le poids de la matière sèche était de 160 grammes.

Les différents précipités obtenus au cours de ces opérations étaient soigneusement conservés. On concentrait par évaporation les diverses solutions obtenues. On mesurait immédiatement après leur séparation les activités des différents produits et on a continué à les observer à de fréquents intervalles pendant une période d'environ neuf mois.

Les différentes opérations qui viennent d'être décrites ont été faites par M. Rutherford et M. Greenwood, ou bien sous leur direction. La première substance mise à ma disposition était le précipité obtenu avec l'eau oxygénée. Comme on l'a déjà dit, ce précipité, une fois sec, pesait 160 gr. Son activité était d'environ 20 pour 100 de l'activité totale de toutes les substances qui avaient été séparées de la matière initiale. Un examen des nombres obtenus pour les différentes mesures de l'activité de cette substance, depuis sa séparation, a montré que l'activité s'était d'abord accrue d'environ 20 pour 100, était tombée à environ 65 pour 100 de sa valeur initiale, puis était restée approximativement constante.

Une analyse chimique préliminaire du précipité a indiqué qu'il contenait une grande quantité de terres rares et de calcium, mais on n'a pas été peu surpris d'y trouver une très grande quantité de fluor. Il n'était pas facile tout d'abord d'expliquer la présence de cet élément, mais à force de recherches, on a appris que la solution de peroxyde d'hydrogène employée pour la précipitation avait été préparée par une méthode qui impliquait une contamination importante par l'acide hydrofluosilicique. Par suite de la présence du fluor, il était extrêmement pénible de décomposer le précipité, mais on y est finalement parvenu en chauffant la matière avec de l'acide sulfurique concentré.

Le produit obtenu de cette façon était lavé à l'eau froide, et on chauffait de nouveau les portions insolubles avec de l'acide sulfurique. Après avoir répété un certain nombre de fois cette opération, on obtenait une solution contenant les terres rares, et un résidu inactif de sulfate de chaux et de silice. On portait la solution à l'ébullition et on ajoutait un excès d'oxalate d'ammoniaque. On laissait reposer pendant vingt-quatre heures et on filtrait. Le précipité obtenu était séché et transformé en oxydes par une douce chaleur. Le poids des oxydes, constitués surtout par des oxydes de cérium et de didyme, était d'environ 95 gr. On dissolvait les oxydes dans l'acide chlorhydrique et on précipitait les terres rares à l'état d'hydrates par l'addition d'un excès d'ammoniaque. Les hydrates étaient dissous dans un léger excès d'acide chlorhydrique. On diluait la solution, chauffait à l'ébullition, et on ajoutait un excès de thiosulfate de soude. On faisait bouillir le mélange pendant quelque temps, et on filtrait finalement le précipité formé. Ce précipité était décomposé par la chaleur, en présence d'un léger excès d'acide chlorhydrique, et on répétait la précipitation avec le thiosulfate de sodium. On a fait cette opération en tout quatre fois, et le précipité obtenu dans la dernière opération était séché et fortement calciné.

La matière finale obtenue par ce procédé était de l'oxyde de thorium pur et blanc et pesait 1,8 gr. Elle était fortement radioactive à cause de l'ionium qu'elle contenait et avait une activité d'environ 5000 fois celle d'un poids égal d'oxyde d'urane. On a préparé deux couches minces de cette substance, l'une pesant 1,27 mmgr, et l'autre 0,65 mmgr, et les nombres de particules α émises par ces couches ont été aimablement déterminés pour moi par M. Geiger. D'après ses mesures, le nombre moyen de particules α émises par la quantité totale de 1,8 gr de substance était $18,1 \times 10^7$ particules α par seconde. Rutherford et Geiger[1] ont montré que le nombre des particules α émises par 1 gr de radium est $3,4 \times 10^{10}$ par seconde. La quantité d'ionium présente avec le thorium était par conséquent égale à la quantité en équilibre avec 5,5 mmgr de radium.

On a examiné un échantillon des « résidus d'actinium » primitifs et on a trouvé qu'ils contenaient une grande quantité d'actinium : mais très peu d'actinium avait été séparé avec le précipité par le « peroxyde d'hydrogène » qui contenait l'ionium. On s'est efforcé de découvrir ce qu'était devenu l'actinium. Plusieurs observateurs[2] ont mentionné que la précipitation de l'actinium par l'ammoniaque est très incertaine et souvent tout à fait incomplète. Il apparaissait alors comme très probable que l'actinium présent dans les « résidus d'actinium » primitifs était resté en solution après le traitement à l'ammoniaque décrit plus haut. Le résidu des sels ammoniacaux (désigné ci-dessus par résidu B), obtenu par concentration de la solution provenant de la précipitation des hydrates par l'ammoniaque, était soigneusement examiné. On

1. *Proc. Roy. Soc.* [illegible], 84 (1908) 162.
2. Hahn, *Phys. Zeitschr.*, 13 (1907) 165. Levin, *Phys. Zeitschr.*, 8 (1907) 120. [illegible] *Proc. Roy. Soc.*, 25 (1908) 292.

[illegible] restant dans l'eau mère par une ébullition continue avec un mélange d'acides chlorhydrique et nitrique. [illegible] composé principalement de sels de calcium, était dissous [illegible] 10 litres [illegible] d'un léger excès d'ammoniaque pure. Il se formait un faible précipité, qu'on filtrait après refroidissement [illegible]

[illegible] mais son activité s'accroissait rapidement suivant une loi correspondant à la variation de l'activité d'une [illegible] son activité était supérieure à 20 000 fois celle d'un [illegible] quantité relative d'actinium présente dans cette substance [illegible] n'a pas tenté une concentration plus complète de l'actinium de cette substance.

Production de l'hélium par l'ionium.

Une partie de l'oxyde de thorium contenant l'ionium obtenu dans les opérations chimiques précédemment décrites, a été utilisée pour déterminer la production de l'hélium par l'ionium. La quantité de matière employée pesait 1,5 gramme. On l'enfermait avec une petite quantité d'oxygène pur dans un tube scellé de verre d'Iéna « combustion ». Après une [illegible] on chauffait la préparation d'ionium au rouge vif, on aspirait les gaz hors du tube et on les recueillait. On a mesuré alors d'une façon très précise la quantité d'hélium présente dans [illegible] 0,051 mm³. On identifiait l'hélium par l'examen du spectre.

Le nombre des particules émises par 1,5 gramme de la préparation d'ionium était 15×10^7 par seconde, ce qui correspond au nombre des particules émises par 0,0045 gr de radium. Puisque la production d'hélium par gramme de radium est 0,107 mm³ par jour, la quantité d'hélium produite par jour par l'ionium doit être $4,75 \times 10^{-6}$ mm³. En 125 jours la quantité serait par conséquent de 0,0595 mm³. C'est environ deux fois la quantité actuellement trouvée, mais comme on n'a pas employé d'autres gazes que la chaleur pour déplacer l'hélium de l'oxyde de thorium solide, le fait que la quantité obtenue était plus faible que la quantité théorique n'est pas en lui-même significatif[1].

Le résultat principal de cette recherche a été de montrer clairement que l'hélium est produit par l'ionium [illegible]

[illegible]

Les petits ions dans les gaz issus des flammes

Par M. de BROGLIE

[illegible]

ductive et celle des gaz issus de la flamme de l'oxyde de carbone.

Une petite flamme de ce gaz brûle au bout d'un tube de plomb bien propre dans un tube de plus grand diamètre refroidi par une circulation d'eau de manière à éviter l'élévation de température des parois intérieures; les gaz réagissants, air et oxyde de carbone, doivent naturellement être eux-mêmes bien desséchés et filtrés.

Dans ces conditions, on observe que la conductibilité de l'air qui a passé sur la flamme, est du type *à recombinaison rapide*; on ne peut donc l'étudier qu'à distance assez restreinte de la source, mais avec les précautions prises, le gaz est immédiatement refroidi.

La mobilité est mesurée par la méthode des courants gazeux de Zeleny, qui fournit des courbes très voisines des deux droites théoriques; on en déduit aisément le rapport des mobilités des ions du gaz de flamme et de ceux produits par les rayons β et γ dans des circonstances aussi semblables que possible. On trouve ainsi pour ce *rapport* les valeurs suivantes :

Ions	Ions
0,85	0,59

On peut en conclure que les deux sortes d'ions sont probablement identiques, la légère différence observée s'expliquant facilement par la présence toujours possible de quelques agglomérations un peu plus grosses et parce que, dans le cas de l'oxyde de carbone, le milieu contient une certaine quantité de gaz carbonique où la mobilité est plus faible.

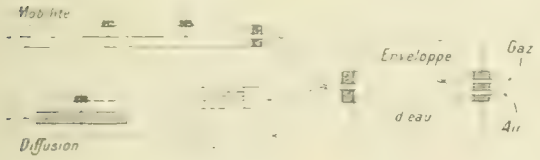


Fig. 1.

La mesure du rapport des coefficients de diffusion se fait d'après des principes analogues en remplaçant le dispositif de Zélény par celui de Townsend; là encore, on trouve un nombre voisin de l'unité, de sorte que les deux types d'ions se comportent comme s'ils avaient, en moyenne, même grosseur et même charge.

2. Au cours de cette étude, j'ai été amené à constater ce fait remarquable qu'on peut même, en prenant des précautions convenables, obtenir également de nombreuses flammes *hydrogénées* ne produisant que de petits ions : il suffit pour cela de diluer le gaz, ou les vapeurs combustibles, dans un courant de gaz inerte comme l'azote, et d'opérer avec une très petite flamme, en observant soigneusement les précautions indiquées plus haut: il faut aussi éviter toute détente un peu brusque dans le gaz ionisé et chargé de la vapeur d'eau formée dans la combustion; on pourrait en effet, amener ainsi une condensation, qui, même détruite en apparence par une compression ultérieure, laisse toujours des germes, comme dans les expériences de C. T. R. Wilson; des étranglements dans les tubes peuvent aussi produire des effets analogues.

En opérant avec soin, on obtient des ions, dont la mobilité donne des courbes très nettes et accusant des valeurs comprises entre 0,75 et 1 fois celle des ions des rayons de Röntgen et du radium; on peut citer notamment la flamme d'hydrogène et celle des vapeurs d'éther, d'aldéhyde, d'acétone, de pentane, etc.; le gaz d'éclairage, peut-être à cause des impuretés complexes qu'il renferme, continue dans ces conditions, à donner des ions de mobilités plus faibles; tous ces corps combustibles étaient fortement dilués par de l'azote.

Ces résultats indiquent que, dans de telles flammes, comme dans celle de l'oxyde de carbone, l'*ensemble : réaction chimique et haute température, met en liberté des centres électrisés tout à fait analogues à ceux que les rayons pénétrants produisent par un mécanisme bien différent*, dans les milieux gazeux; la condensation sur ces centres pour former de gros ions a lieu surtout, parce que les parois solides chauffées par la flamme perdent leur couche d'humidité, en donnant des centres neutres, sur lesquels se fixent les petits ions; mais la présence de la vapeur d'eau comme produit de la réaction, n'entraîne pas nécessairement la granulation en gros ions, de telle sorte que les flammes qui viennent d'être citées peuvent être considérées comme une source de petits ions. On sait, du reste, que la mobilité des ions des rayons Röntgen ou du radium est affectée, mais seulement dans une légère mesure, par l'humidité du gaz; la variation de mobilité se traduit par une tendance des ions des deux signes à se déplacer avec des vitesses moins différentes, l'ion négatif plus mobile se ralentissant un peu tandis que la vitesse de l'ion positif ne change pas sensiblement.

La présence de petits ions dans les gaz issus des flammes peut contribuer à expliquer les différences qui ont été signalées, en particulier par R. von Helmholtz, entre les différentes flammes au point de vue de leur efficacité pour condenser un jet de vapeur; la flamme d'éther ne produisant presque pas d'effet, est même quelquefois citée comme ne donnant pas d'ionisation; le fait que les petits ions sont moins actifs que les gros pour condenser les vapeurs et le caractère beaucoup moins stable de la conductibilité, dû à une recombinaison plus rapide, rendent bien compte de ces particularités.

3. J'ajouterai, au sujet des *gros ions* présents dans les gaz issus des flammes, ainsi que des *centres neutres* qui les accompagnent dans les circonstances or-

[illegible] rendre visibles en éclairage latéral.

Le [illegible] s'expliquerait soit par l'existence de sous-multiples de la charge atomique, hypothèse possible mais difficile à admettre, soit par une constitution spéciale des centres en question qui seraient formés par un groupe de molécules, intermédiaire entre la vapeur surgrainée et le liquide condensé.

[Manuscrit reçu le 5 février 1911]

Effet de la température sur l'ionisation d'un gaz

Par J. H. CLO

[illegible]

[illegible] fonction par conséquent de la stabilité de l'atome.

Les expériences faites antérieurement sur ces phénomènes [illegible] celles sur l'ionisation des gaz, celles sur l'effet photoélectrique par la lumière ultraviolette et celles sur l'émission d'électrons par les substances radioactives.

[illegible] transformations radioactives, volatilisation des produits, etc., l'ionisation d'un gaz par les rayons γ est [illegible] généralement que l'intensité des rayons γ et par suite leur pouvoir ionisant dépend du nombre d'électrons émis par seconde par le radium. Il semblerait donc que le nombre d'électrons émis par seconde ne soit [illegible] pour 100. Pour l'or et l'iridium ses résultats sont encore meilleurs.

L'effet de la température sur l'ionisation d'un gaz a fait l'objet de recherches de J. Perrin[2], Mc Clung[3], [illegible] et Crowther. A l'exception de Perrin, ces physiciens n'ont trouvé aucune variation systématique de l'ionisation. Perrin mesurait l'ionisation produite dans l'air par les rayons Roentgen. En tenant compte de la variation de l'ionisation avec la densité, il a trouvé que l'ionisation était proportionnelle à la température absolue. Mc Clung a étudié ce phénomène avec beaucoup de soin en utilisant les rayons Roentgen comme agent ionisant. Il a étudié l'ionisation dans l'air, l'hydrogène et le gaz carbonique, à pression constante et à densité constante. La méthode qu'il a employée lui permettait de tenir compte de la variation du pouvoir ionisant des rayons. Pour l'air à pression constante et pour des températures croissantes jusqu'à 272°C, il a trouvé que l'ionisation restait constante à moins d'environ 6,5 pour 100 par rapport à la valeur moyenne. A densité constante jusqu'à 201° C, la variation n'était pas plus grande. Pour l'hydrogène à densité constante, les résultats de ce physicien n'accusent pas une variation supérieure à environ 15 pour 100 jusqu'à 226° et pour le gaz carbonique une variation supérieure à [illegible] Gallarotti a recherché l'effet de la température sur l'ionisation de l'air aux basses températures. Avec les rayons X ses résultats montrent que l'ionisation reste

[illegible]

constante à moins de 2,5 pour 100 par rapport à la moyenne pour des températures allant jusqu'à — 187° C. Avec le radium, il a obtenu des mesures de l'ionisation à — 10°, — 60° et — 197° C., qui ne s'écartent pas de la moyenne de plus de 1,2 pour 100.

Ces résultats montrent que le phénomène ne varie pas avec la température comme on aurait pu s'y attendre d'après les résultats de Perrin sur l'ionisation des gaz. Ils montrent qu'aux températures considérées, le nombre d'électrons par seconde qui se séparent de l'atome ne varie pas de plus d'environ 10 pour 100 dans le cas des solides et 5 pour 100 dans le cas des gaz.

La théorie cinétique permet de conclure que la variation de la stabilité de l'atome avec la température doit être très légère et peut-être même au delà des limites de détermination expérimentale. Quoique les résultats mentionnés plus haut soient d'accord avec cette conclusion, ils n'apportent aucun éclaircissement dans la question de savoir si une variation plus faible a lieu.

Dans le présent travail, on a essayé : 1° de réduire les erreurs d'observation dans le but de déterminer des variations plus faibles que celles qui auraient été trouvées dans les expériences précédentes ; 2° d'expérimenter à des températures plus élevées que celles qui ont été employées dans les expériences antérieures sur l'ionisation des gaz.

On a expérimenté sur les gaz pour les différentes raisons suivantes : 1° d'après la théorie cinétique la structure moléculaire d'un gaz est plus simple que celle des solides et des liquides ; 2° l'application des concepts fondamentaux de la théorie cinétique a été faite d'une façon plus rigoureuse dans le cas des gaz que dans celui des solides ou des liquides ; 3° les résultats antérieurs sur les gaz ne sont pas aussi précis que certains résultats sur les solides, et les expériences n'ont pas été faites à des températures aussi élevées que celles qu'on peut atteindre.

Exposé de l'expérience.

Les observations consistaient à mesurer le courant d'ionisation, dans un gaz contenu dans un récipient fermé, par la vitesse de décharge d'un électromètre. On a fait un essai de mesure de l'ionisation à pression constante, mais eu égard aux variations et aux perturbations dues au changement de densité, on a abandonné cette méthode et toutes les observations ont été faites avec le gaz à densité constante. L'air et l'hydrogène ont été les seuls gaz étudiés. Le radium servait d'agent ionisant. Dans toutes les observations rapportées ici, les rayons γ étaient la seule radiation pénétrant dans la chambre d'ionisation. On mesurait le courant avec un électromètre à quadrants du type Dolezalek, disposé pour une sensibilité de 150 à 200 divisions de l'échelle par volt à une distance de 150 centimètres. Avec cette sensibilité le spot se déplaçait d'un millimètre en un temps variant de 0,1 à 0,2 seconde, vitesse qui variait dans les différentes séries d'observations. Il n'y a pas eu d'observations dans lesquelles l'image lumineuse ne se déplaçait d'au moins 400 divisions de l'échelle. Les températures étaient mesurées au moyen d'un manomètre à gaz, dont la sensibilité minima était d'environ un demi-millimètre par degré.

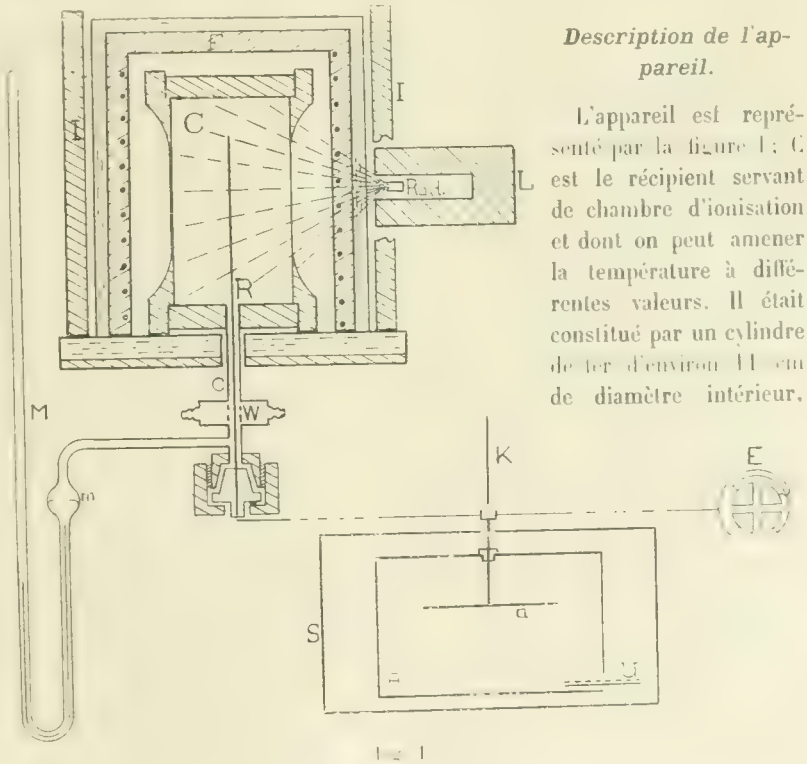


Fig. 1

Description de l'appareil.

L'appareil est représenté par la figure 1 ; C est le récipient servant de chambre d'ionisation et dont on peut amener la température à différentes valeurs. Il était constitué par un cylindre de fer d'environ 11 cm de diamètre intérieur, dont on avait réduit l'épaisseur de la paroi à un millimètre ou deux, sauf aux extrémités. Le côté de la paroi destiné à être traversé par les rayons était plus fortement aminci. Les bases constituées par des plaques épaisses de fer étaient brasées à la paroi de manière à former une chambre cylindrique d'environ 18 centimètres de hauteur.

Le tube c conduit vers le bas au manomètre. Il est

[illegible]

[illegible]

Le manomètre M était constitué par un tube capillaire gradué. On le nettoyait soigneusement et on le remplissait plusieurs fois avec de l'air sec avant de s'en servir. Pour la commodité du dispositif et de la [illegible] qui servait de réservoir pour le mercure ; par ce [illegible] approximativement une hauteur constante. La colonne entière d'air était entourée d'une enveloppe d'eau (qui n'est pas représentée sur la figure) afin de regler [illegible]

A est une chambre auxiliaire. C'est une boite mé[illegible] au moyen d'un bouchon d'ambre. A l'extrémité de la tige qui supporte le plateau se trouve un petit godet de mercure qui, avec la tige K, constitue le dispositif de mise à terre du système. La partie isolée comprend la tige B, le plateau *a*, une paire de quadrants [illegible] recouvert d'une couche d'uranium est destiné à [illegible]

[illegible] dans une position telle que toutes les parties de la [illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

vante : on remplissait plusieurs fois successivement, [illegible] le gaz, [illegible] en y faisant le vide et en faisant passer ce gaz sur des substances desséchantes. On notait alors la température du gaz et la pression barométrique. Après avoir lu le manomètre à une pression barométrique connue et pour une température déterminée du gaz dans le manomètre, on le reliait à la chambre C. On recommençait ces lectures. Les valeurs obtenues dans ces conditions déterminées fournissaient les constantes d'une formule de réduction qui donnait la température absolue en fonction des lectures au manomètre et de la température de l'air dans le manomètre.

L'aiguille de l'électromètre était chargée à un potentiel qui devait donner la sensibilité désirée, en même temps que réduire au minimum les erreurs dues à la variation de ce potentiel. Le fil de quartz de suspension de l'aiguille était rendu conducteur par une couche d'une solution de chlorure de zinc. Malgré qu'il fût nécessaire de tremper le fil dans cette solution toutes les semaines ou toutes les deux semaines, on a trouvé que cette méthode était plus satisfaisante qu'aucune autre.

La potentiel du système était maintenu à zéro, pendant qu'on portait C à un potentiel positif ou négatif. Ce potentiel était ordinairement d'environ 500 volts, valeur bien supérieure à celle correspondant au courant de saturation. A était maintenu à un potentiel de signe contraire à celui de C, et suffisant pour donner le courant de saturation dû à la présence de l'oxyde d'uranium dans A.

Pour faire une mesure, on enlevait le radium du voisinage de C, l'uranium de sa position en U et on isolait le système en soulevant la tige K. Dans les conditions ordinaires, les faibles fuites devaient se contre-balancer, et il ne devait pas y avoir de déviation de l'électromètre. Si une charge provenait de C, on introduisait suffisamment à l'intérieur de A le plateau d'uranium, pour que A fournit au système isolé une charge de signe contraire. En réglant la position du plateau U, on pouvait maintenir indéfiniment à zéro le potentiel du système isolé. On mettait alors le radium en place et on determinait la vitesse [illegible] de l'aiguille de l'électromètre.

Par temps convenable, on n'a pas rencontré de difficultés provenant de perturbations électrostatiques. Il était toutefois nécessaire de se servir de la compensation pour la fuite d'isolement. On s'assurait toujours de l'isolement en [illegible] au système [illegible] pendant un temps de [illegible] [illegible] que [illegible] mesure. On [illegible] que [illegible] de variation [illegible] des perturbations était suffisamment démontrée quand on obtenait à température constante des lectures s'accor[illegible] [illegible] la mesure [illegible]

La première difficulté qui s'est présentée était analogue à la perturbation mentionnée plus haut, relative probablement à un changement de densité. On a trouvé que lorsque la température du gaz changeait, sauf quand ce changement avait lieu très lentement, l'ionisation n'était pas constante et variait irrégulièrement. Puisqu'il n'y avait pas de variation quand la température restait presque constante, on a pensé qu'elle était due à quelque effet de convection dans le gaz, et on l'éliminait par un chauffage lent et soigneux, ou en faisant les observations à des températures constantes.

On a rencontré une seconde difficulté dans le fait de l'émission d'ions par les électrodes métalliques chauffées. On n'a pas pu éliminer complètement ce phénomène dans l'appareil employé pour ces recherches. On l'a cependant atténué en partie. On a trouvé que cette fuite par la chauffe[1] commence ordinairement vers 550° C environ, mais, par un chauffage prolongé et répété à des températures supérieures à cette valeur, la température à laquelle la fuite commençait à apparaître était reculée à environ 450° C. Au-dessus de cette température elle avait toujours lieu. C'est pour obvier à cet effet qu'on a introduit dans l'appareil la chambre auxiliaire A.

Pour mesurer l'ionisation dans ces conditions, on portait d'abord la température de la chambre C à une valeur aussi constante que possible. Le radium étant écarté, on modifiait la position du plateau d'oxyde d'urane jusqu'à ce que le système isolé demeurât au potentiel zéro pendant un temps au moins sept fois plus grand que celui nécessaire pour une lecture. Le radium était alors remis en place ; on faisait la lecture et on s'assurait de nouveau de la compensation. Si celle-ci était suffisamment troublée pour affecter la mesure d'une erreur de plus de 0,1 pour 100, on rejetait l'observation.

Comme on sait, on atteint bientôt une température à laquelle cette fuite s'accroît très rapidement avec l'élévation de température. A 650° C environ, il devenait impossible de maintenir la température assez constante pour pouvoir compenser la fuite pendant un temps suffisant à la mesure de l'ionisation.

A des températures supérieures à 600° C le passage du gaz au travers de la chambre d'ionisation commençait à introduire une autre cause d'erreur. Ce fait seul était suffisant à limiter la série d'observations à des températures voisines de cette valeur.

Discussion des mesures. Résultats.

Les résultats de quelques-unes de ces observations sont indiqués dans les tableaux (page 112). La valeur de l'ionisation du gaz, représentée par la vitesse de déplacement de l'aiguille de l'électromètre, est exprimée en millimètres par seconde. On ne peut pas comparer la valeur de l'ionisation dans l'un quelconque de ces tableaux avec celle d'un autre tableau, la sensibilité de l'électromètre n'étant pas la même pour les différentes séries, même dans le cas d'un même gaz.

Les tableaux I, II et III sont relatifs à l'air. Les tableaux IV et V se rapportent à l'hydrogène. Les tableaux I, II et IV représentent seulement des mesures individuelles. Il n'a pas été possible d'expérimenter avec l'hydrogène à des températures aussi élevées que celles atteintes avec l'air parce que les effets de convection étaient dans ce cas beaucoup plus grands que dans l'air, et aussi parce que le récipient C n'était pas imperméable à l'hydrogène à une pression aussi élevée que dans le cas de l'air.

Comme on peut le voir sur ces tableaux, les mesures individuelles pour l'air sont constantes à moins d'environ 0,25 pour cent de la moyenne pour des températures atteignant environ 500° C. Pour l'hydrogène, le tableau IV témoigne à peu près de la même uniformité, mais les lectures n'ont été faites que jusqu'à environ 425° C. Quoique les mesures individuelles du tableau III ne soient pas si constantes, la moyenne des lectures à chaque température n'accuse un écart à la moyenne que d'environ 0,5 pour 100 jusque vers 615° C. Dans cette série, les mesures à la température la plus élevée sont susceptibles d'une légère correction relativement au passage de l'air au travers du récipient. Cette correction ou bien la difficulté de maintenir la température suffisamment constante expliquerait l'irrégularité des lectures à cette température.

En général les lectures s'accordent aussi bien que celles faites dans les mêmes conditions et en même temps sur le gaz à la température du laboratoire. Il en résulte que les mesures s'accordent aussi étroitement que la méthode d'observation pouvait le permettre, en supposant qu'il n'y ait aucune variation du tout.

Dans les tableaux I', II', III', IV' et V', on a comparé la valeur moyenne pour une échelle de température de 100° avec la moyenne obtenue pour un même écart de température à d'autres températures. Il faut remarquer que pour les températures plus élevées, la valeur moyenne est légèrement plus basse. Cela tient sans doute à la difficulté de maintenir la température suffisamment constante ou de la faire varier assez lentement pour éviter les perturbations dues aux courants de convection dans le gaz.

Résumé.

On a fait varier la température de la valeur de celle du laboratoire à celle d'environ 615° C. La température

1. Rutherford, *Camb. and Phil. Soc. Proc.*, 11, 1902, 287.

I		II		III			IV		V		
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
					5,68					6,59	
			7,78		5,65	5,67				6,57	[illegible]
			7,77		5,68					6,59	
			7,78				107	6,58			
										6,59	
										5	
											6,55
		275			3	....					
					5,72						
					5,67						6,57
						5,66					6,58
					5,47						
			7,62			5,65	[illegible]	6,55		6,27	[illegible]

[illegible]	I	II	III	IV	V
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	6,575	[illegible]
[illegible]	7,915	7,766		6,580	6,565
[illegible]	[illegible]				[illegible]
[illegible]	7,914	[illegible]	[illegible]	6,57	6,570
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]			5,660		

[illegible]

... la plus grande variation est un peu ... 0,4 pour 100.

[illegible] ... pour 100 ...

[illegible] ... plus de 200 pour 100 dans la température ... l'ionisation de plus de 0,4 pour 100.

[illegible] ... cements pour leur assistance et leur encoura- [illegible] ... professeur Millikan sur l'instigation duquel ces re- [illegible]

Sur la mobilité de l'ion positif dans les gaz aux basses pressions

Par G. W. TOOD

Emmanuel College, Cambridge. — Laboratoire de M. J. J. Thomson

Les expériences de Rutherford[1], Langevin[2], Wellisch[3] et autres physiciens, sur la mobilité des ions dans les gaz, montrent que pour les pressions ordinaires, le produit de la pression et de la mobilité est constant. Au-dessous de 20 cm de mercure, Langevin a trouvé que, pour le cas des ions négatifs dans l'air, ce produit augmentait rapidement quand la pression diminuait, tandis que pour les ions positifs, il avait seulement une tendance à croître. Langevin a fait des mesures jusqu'à 7,5 cm. Récemment, Kovarik[4] a déterminé la mobilité des ions négatifs dans l'air et les autres gaz pour des pressions inférieures (jusqu'à 1 cm) et a trouvé que le produit de la pression par la mobilité continue à croître très rapidement.

Les expériences décrites dans la présente note montrent que la vitesse de l'ion positif dans un champ unité est inversement proportionnelle à la pression pour des pressions allant jusqu'à quelques millimètres de mercure.

On a employé une modification de la méthode du

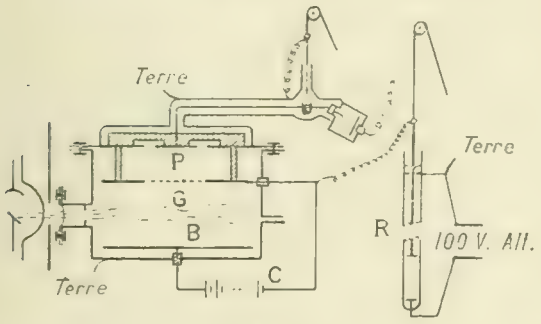


Fig. 1.

champ alternatif de Rutherford. La disposition de l'appareil est représentée sur la figure 1.

P est un plateau métallique soigneusement isolé, relié à un électroscope incliné. A une distance de 5 cm au-dessous de P se trouve une toile métallique G qui peut être reliée à un conducteur dont le potentiel est alternatif, la valeur maxima de ce potentiel pouvant prendre telle valeur qu'on désire, grâce à un dispositif R, analogue à un potentiomètre. Ce potentiomètre est constitué par une résistance à sulfate de cuivre, dont les extrémités sont reliées aux pôles d'une force électromotrice alternative de 100 volts, l'un des pôles étant au sol. En faisant monter ou descendre un disque de cuivre dans la solution, la toile G est portée à des potentiels alternatifs, de valeur maxima variable. Le plateau B, relié à la toile métallique G par une batterie d'accumulateurs isolée C, est toujours maintenu à un potentiel constant plus élevé que G, et il en résulte que lorsque le gaz entre B et G est ionisé, il n'y a qu'un courant d'ions d'un seul signe qui traverse le grillage. L'ionisation était produite par un faisceau de rayons X traversant une fenêtre d'aluminium pratiquée sur le côté de la boîte métallique contenant les plateaux.

Soit u la vitesse de l'ion dans un champ de 1 volt par cm, et d la distance entre G et P.

La vitesse de l'ion, à l'instant où G est au potentiel E, a pour valeur $u\frac{E}{d}$.

Si $E = E_0 \sin 2\pi \frac{T}{t}$, où E_0 est la valeur maxima du potentiel et T la période de la force électromotrice alternative, la vitesse, à un instant quelconque, est représentée par :

$$\frac{u E_0 \sin \frac{2\pi t}{T}}{d}$$

L'électroscope commence à accuser une déviation lorsque les ions parcourent la distance d dans le temps $\frac{T}{2}$. La condition pour qu'il en soit ainsi est la suivante :

$$d = \frac{u E_0}{d} \int_0^{\frac{T}{2}} \sin \frac{2\pi t}{T} dt$$

$$= \frac{u E_0 T}{\pi d}$$

d'où

$$u = \frac{\pi d^2}{E_0 T}$$

Le voltmètre donne la valeur *efficace* du potentiel. Si la valeur instantanée E est $E_0 \sin pt$, on a $E_0 = \sqrt{2}.e$. On n'a pas fait de correction relativement à l'induction entre les plateaux, cette correction n'at-

1. *Cambridge Phil. Soc.*, 9 (1904) 410.
2. *Ann. de Chimie*, 7 (1905) 28.
3. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A, 209-249.
4. *Phys. Rev.*, 30 (4-420).

[illegible] pour valeur

[illegible]

[illegible] On isolait ensuite l'électroscope et on fermait le circuit alternatif, le potentiomètre ayant une certaine position. Si la différence de potentiel entre P et G avait une valeur supérieure à celle correspondant au parcours par les ions de la distance d dans le temps $\frac{T}{2}$ la feuille se déplaçait lentement sur l'échelle de l'électroscope. Avec une valeur maxima de la différence de potentiel alternative moindre qu'une certaine valeur critique la feuille de l'électroscope ne [illegible]

Avec [illegible] l'ionisation était faible et comme une fraction seulement des ions formés traversait le grillage, le mouvement de la feuille était lent. Le tableau ci-dessous donne un [illegible] et la fig. 2

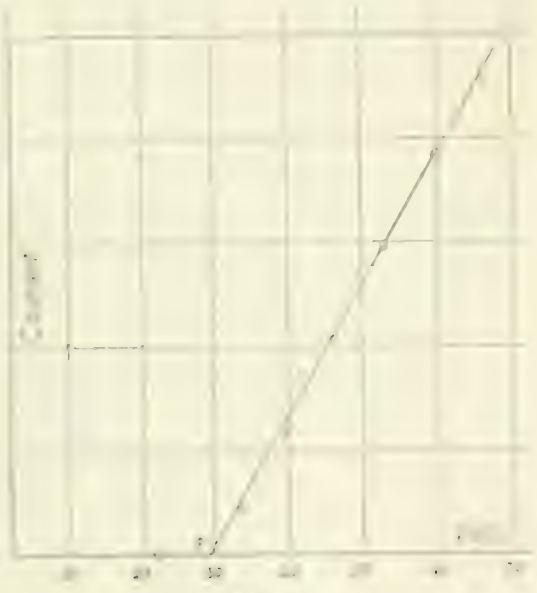


Fig. 2.

[illegible]

Air [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Voltage critique = 29.2 Mobilité = 175 cm sec.

La première ligne du tableau donne les valeurs efficaces du champ alternatif; la seconde, les temps mis par la feuille de l'électroscope à parcourir la même partie de l'échelle, et la troisième, les inverses des temps qui sont proportionnels aux courants qui chargent la feuille.

On a opéré avec quatre gaz : air, gaz carbonique, hydrogène et vapeur de bromure d'éthyle. Dans le cas de l'hydrogène l'ionisation était si faible qu'on n'a pas pu faire de mesures pour des pressions inférieures à 4 mm. de mercure. Les tableaux ci-dessous donnent les résultats de ces expériences.

Air

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
12.60	84	106
10.00	100	105
10.75	93	100
8.25	128	106
7.75	134	104
7.65	150	99
6.85	155	105
6.65	167	106
6.10	175	106
5.10	190	102
5.00	200	100
4.85	206	100
4.45	234	107
5.40	250	109

Hydrogène

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
10.10	[illegible]	248
9.00	124	[illegible]
8.15	132	[illegible]
7.40	142	254
11.40	242	141
[illegible]	[illegible]	248
6.11	204	141
4.55	164	250

Gaz carbonique

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
6.85	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	72
[illegible]	[illegible]	76
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

Bromure d'éthyle.

Pression	Mobilité	Produit
5.12	82.2	42.2
3.40	96.1	42.5
5.70	115	41.9
2.40	177	42.5
1.62	266	43.1
1.34	307	41.1
0.95	462	43.8

On a fait des déterminations de la mobilité des ions négatifs dans l'air et les valeurs obtenues sont du même ordre que celles de Kovarik, attestant aussi un accroissement considérable de la mobilité aux basses pressions.

On considère l'ion négatif, soit comme un groupement de molécules autour d'un électron, le groupement se simplifiant aux basses pressions, soit comme une seule molécule (ou bien un nombre constant de molécules) liée à un corpuscule, qui peut aux faibles pressions voyager d'une molécule à une autre.

Si l'ion positif est un groupement de molécules autour d'une charge positive, ce groupement subsiste jusqu'aux plus basses pressions employées dans ces expériences. Si c'est une unité d'électricité positive, aux températures ordinaires et aux pressions au-dessus de deux ou trois millimètres de mercure, cette unité est inséparable des molécules qui constituent l'ion, sinon on aurait constaté un accroissement de la mobilité. Il peut se faire que, aux températures élevées, l'unité positive puisse exister un instant à l'état libre, car la mobilité des ions positifs dans les flammes est bien supérieure à celle qu'on peut déduire de la loi qui lie la mobilité à la température.

L'auteur poursuit ces expériences avec les ions émis par le phosphate d'aluminium chauffé, dans le but de mesurer les mobilités à des pressions beaucoup plus basses.

Je remercie Sir J. J. Thomson pour l'intérêt et l'encouragement qu'il m'a témoignés au cours de ces recherches.

Le 20 février 1911.

De l'action de la lumière ultra-violette de très courte longueur d'onde sur les gaz et sur une source très puissante de ces rayons[1]

Par P. LENARD et C. RAMSAUER

Institut de Radiologie. — Université de Heidelberg

MM. Lenard et Ramsauer viennent de découvrir des rayons ultraviolets dont la longueur d'onde est probablement inférieure à celle des rayons de Schumann et de Lyman, c'est-à-dire à 90 $\mu\mu$. Ils en décrivent la source et les propriétés dans deux mémoires que nous allons analyser en détail.

I. *Source des rayons.*

Malgré les avantages de la lampe à mercure en quartz, on peut considérer l'étincelle condensée comme la source la plus puissante de rayons ultraviolets. Une série d'expériences préliminaires montra que la richesse en rayons ultraviolets augmente en même temps que la quantité d'électricité qui passe dans l'étincelle. En s'appuyant sur ce principe, les auteurs ont fait construire un transformateur à gros fil permettant d'obtenir des étincelles de 1 cm de longueur environ avec une grande intensité de courant. Voici quelques détails de construction : la bobine primaire, du type Klingelfuss, est constituée par du fil de cuivre de 3 mm. de diamètre, enroulé autour d'un anneau de tôle de fer de 110 cm. de long, et 9 cm de diamètre en trois couches de fil, dont chacune comprend 330 tours.

Sur la bobine primaire qui, avec sa gaine isolante, a un diamètre de 12 cm. se trouve enroulée la bobine secondaire, divisée en quatre sections de 16 cm de long, comportant chacune environ 32 couches de fil de cuivre de 1 mm. de diamètre. Chaque couche comprend 90 tours.

Le primaire pouvait supporter 90 ampères pendant un temps assez court (15 sec. en moyenne). Le condensateur primaire avait une capacité de 6 microfarads. L'interrupteur du type Wehnelt, avec électrode de nickel, était contenu dans un vase en grès de 60 litres de capacité, afin d'éviter les échauffements et les projections.

Des expériences faites avec cette bobine montrèrent que la quantité de rayons ultraviolets, mesurée par l'effet photoélectrique sur l'air, est proportionnelle à la quantité d'électricité qui passe dans l'étincelle, c'est-à-dire à la capacité du condensateur mis en dérivation sur l'éclateur. Les auteurs ont donc choisi

1. *Sitzber. der Heidelberger Akad. der Wissensch.* 1910, 28 et 31 mémoires.

[illegible]

[illegible] Lorsque l'étincelle passait, elle produisait au voisinage [illegible] Il a donc fallu protéger l'électromètre par une série d'écrans électriques et placer l'éclateur dans une boîte en zinc de 120 mm × 150 mm × 155 mm.

Données numériques relatives au circuit secondaire. — Capacité 11×10^{-9} farad ; self 1500 C. E. M. [illegible] 418 [illegible] potentiel 0,6 cm. d'étincelle 20 000 volts [illegible] du condensateur $2 \times 10^{-11} + 11 \times 10^{-9} + 22 \times 10^{-9}$ [illegible] farad ; durée de la décharge 22 [illegible] ; puissance dépensée dans le secondaire (55 interruptions par seconde) 1170 watts, puissance dépensée dans le primaire 60 amp. × 200 volts = 12 000 watts ; le rendement électrique est donc mauvais et pourrait être amélioré considérablement dans un appareil industriel, alimenté par du courant alternatif.

L'intensité efficace moyenne I_e dans l'éclateur a été mesurée à l'aide d'un ampèremètre thermique qui marquait 160 ampères. En tenant compte du fait que les courants de fréquence 10^8, dont il s'agit ici, sont [illegible] on trouve $I_e = 50$ ampères.

En tenant compte des pertes dans le condensateur [illegible] pour évaluer la puissance [illegible] dans l'éclateur à 200 volts, [illegible] dans une lampe à arc ordinaire (20 amp. et 45 volts), mais en [illegible] la dépense de courant de 200 volts [illegible] La fréquence des interruptions est de 55 [illegible] oscillations de 10^8 [illegible] vraisemblable qu'il ne passe pas plus de 50 oscillations [illegible] la durée totale du passage de l'électricité est au maximum de :

$$T = 50 \times \frac{1}{2} \times 10^{-8} = 2 \times 10^{-7} \text{ sec.}$$

La puissance dépensée pendant l'instant [illegible] dans plus de 1000 fois plus grande que dans l'air. L'expérience de Gouelle qui montre [illegible] d'ailleurs, en somme que l'effet [illegible] est différente [illegible] 100 [illegible] Hélium [illegible] Kayser [illegible] 2 et 3 [illegible]

Propriétés optiques de la source. — L'étincelle [illegible] de l'étincelle [illegible] se [illegible] constate qu'elle est constituée par un trait de feu central très brillant et large, qui va d'une électrode à l'autre, et qui est entouré d'une enveloppe sphérique moins brillante. Celle-ci est elle-même entourée d'une auréole très pâle. Les diverses parties de la décharge ont des couleurs et des spectres différents.

Avec des électrodes d'aluminium, le trait de feu est blanc bleuâtre, l'enveloppe sphérique violet rougeâtre, et l'auréole verte. Si on introduit une self dans le circuit l'auréole subsiste seule, les rayons ultraviolets disparaissent, ils viennent donc probablement du trait de feu central.

C'est ce que montre encore l'expérience suivante : on projette une image de la source sur une lame de verre à l'aide d'une chambre photographique sans objectif, on voit les différentes parties de l'étincelle produire la fluorescence verte du verre.

Si on introduit une lame de quartz mince sur le trajet des rayons, la partie centrale s'affaiblit notablement.

Par conséquent, c'est le trait de feu qui émet les rayons absorbés par le quartz, c. à d. de courte longueur d'onde.

L'étincelle est donc constituée comme l'arc par une série de flammes emboîtées les unes dans les autres.

La qualité des rayons dépend de la nature des électrodes. C'est l'aluminium qu'on a choisi à cause de sa richesse en rayons de courte longueur d'onde peu absorbables par l'air.

Comparaison de la nouvelle source avec les autres sources d'ultraviolet. — Pour déterminer la quantité de rayons ultraviolets, on a mesuré la conductibilité produite par effet photo-électrique dans l'air privé de poussières. Ce ne sont que les rayons de très courte longueur d'onde ($< 200\ \mu\mu$) qui interviennent dans ce phénomène.

Les parois du récipient émettent des charges néga-

Tableau I.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	100	46,0	11,0	500
[illegible]	[illegible]	30,3	1000	1,8
[illegible]	[illegible]	11,5	1000	[illegible]
Arc au [illegible]	[illegible]	21,0	1000	[illegible]
[illegible]	5,2	21,7	800	60,1

tives sous l'action des rayons, l'air au contraire donne des charges des deux signes en quantités égales. On peut donc mesurer l'énergie des rayons ultraviolets de très courte longueur d'onde par le nombre de charges positives libérées en une seconde. C'est ainsi qu'a été obtenu le tableau I.

Étincelle dans le vide. — Si l'on met un second éclateur placé en série sur le premier, sous une cloche où règne une pression de 10 mm de mercure, on obtient dans le vide une étincelle intense présentant le même aspect que l'étincelle dans l'air, et donnant les raies du métal.

II. — *Rayons ultraviolets peu absorbables, mais agissant cependant sur l'air.*

Les sources ordinaires d'ultraviolet donnent des rayons qui n'agissent photo-électriquement sur l'air qu'au voisinage immédiat de la source, car ils sont absorbés très rapidement par l'air. Au contraire le dispositif nouveau rend l'air conducteur à distance assez grande, comme le montrent les chiffres suivants :

Tableau II.

Distance à la source en cm	4	8	16	26
Charges + (action sur l'air) Déviation de l'électromètre en 10 s	55,1	11,7	5,5	1,7

Pour étudier de plus près l'action de ces rayons pénétrants les auteurs se sont servis du dispositif représenté sur la figure 1. La lentille L est en fluorine (fig. 1). Elle est à une distance constante,

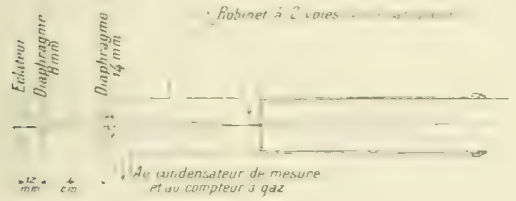


Fig. 1.

4 cm, de l'étincelle, la couche d'air interposée absorbe tous les rayons peu pénétrants. La paroi postérieure Q est en quartz afin d'éviter autant que possible l'effet photo-électrique sur les solides.

Dans un deuxième appareil (fig. 2) la lumière pénètre dans la chambre d'ionisation sans traverser aucun solide. La paroi antérieure *m* est en laiton, et munie d'un tube ouvert R ; la paroi postérieure Q est en quartz, comme dans l'autre appareil. K est une caisse recouverte de toile métallique, par laquelle on souffle constamment de l'air pur entre l'étincelle et la chambre d'ionisation de façon à charger les

Fig. 2.

ions produits par l'étincelle et la lumière en dehors de la chambre d'ionisation.

Action sur l'air filtré et sur d'autres gaz, influence des vapeurs. — Tous les gaz étudiés (air, O^2, CO^2, gaz) deviennent conducteurs dans le récipient de la figure 1, quelques-uns présentent des conductibilités notables. Toutes les précautions nécessaires ont été prises pour purifier les gaz, car des traces de vapeurs ont une influence énorme. C'est ainsi que l'air de la chambre où l'on faisait les expériences donna toujours des résultats variables. Seul l'air puisé à l'extérieur des maisons permit d'observer des phénomènes constants. On peut se rendre compte de l'influence de traces de vapeurs sur l'air filtré d'après le tableau suivant :

Tableau III

Substances		Comptes positifs.
1 Air pur.		1,00
2 L'air passe dans des récipients où se trouvent des surfaces lappées, des substances ci-contre	*a* Paraffine	1,12
	b Cire à cacheter	1,20
	c Pneume	1
	d Huile de pompe peu volatile	1,85
	e Caoutchouc	1,50
	f Eau	1,70
3 Air à 100 % d'état hygrométrique		14,0
4 L'air a passé au voisinage d'un tube de caoutchouc noir de 50 cm.		5,0
5° Le même caoutchouc a servi à faire 4 raccords aussi courts que possible		6,0
6° Air d'une bombe d'acier à 100 Atm.		15

Action des parois. — Des expériences faites avec l'appareil de la figure 1 montrent que l'action sur l'air libère des charges des deux signes en quantités égales, tandis que l'action sur les parois ne

[illegible]

Formation de centres électrisés et absorption de la lumière dans les gaz. — Lorsqu'on [illegible] en déplaçant la paroi Q, on peut étudier comparativement la formation des centres électrisés et l'absorption dans les gaz. Si l'absorption était nulle, le nombre de centres positifs formés serait proportionnel à la distance LQ; si l'absorption était très [illegible] [illegible] permettrait de calculer l'absorption des rayons émis par les gaz.

Les résultats sont reproduits dans le tableau IV. On voit que les rayons dont il s'agit ici passent que les rayons de Schumann sont moins absorbés dans CO^2 que dans l'air. C'est l'inverse qui a lieu ici.

D'autre part, comme l'effet photoélectrique des nouveaux rayons sur l'air est intense, ils ne peuvent avoir que de très courtes longueurs d'onde.

C'est ce que montrent encore les mesures d'*absorption par les corps solides* résumées dans le tableau V (action sur l'air).

L'action sur l'aluminium (excès des charges —) mesure la transparence pour l'ensemble de l'ultraviolet. Au contraire les chiffres de la dernière colonne sont relatifs aux rayons de très courte longueur d'onde. La transparence du quartz est tout à fait remarquable. On sait, en effet, que cette substance absorbe complètement les rayons dont la longueur d'onde est comprise entre 100 et 180 μμ.

D'après la théorie de la dispersion, la première

Tableau IV

LQ	LQ = [illegible]			LQ = [illegible]			[illegible]
	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	1	15,5	14,5	2,0	21,2	18,2	95 à 100
[illegible]	5,9	27,0	17,7	10,9	51,7	20,8	85
[illegible]	14,7	60,4	55,1	27,1	80,7	75,2	61,5
[illegible]	73,8	—	—	88,3	—	—	16,8
CO^2 d'une bombe, sèche et filtré, 1 litre en 16,5 secondes	600	1020		1520	1400		55
[illegible]	192	185		218	208		17,5

Tableau V

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	69
[illegible]	4,9	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	7	51	[illegible]
[illegible]	15	15	[illegible]
[illegible]	[illegible]	100	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	14
Spath rhomboèdre	[illegible]	14	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	2	1	[illegible]
[illegible]	[illegible]	3	[illegible]

[illegible] Il ne paraît donc pas [illegible] de Schumann qui ont été [illegible] Lyman (1906) et qui sont fortement absorbés.

De plus, les expériences d'Arrhenius de Lund et les expériences [illegible] de Lyman (1908) [illegible] Le seuil d'absorption du quartz est situé vers 100 μμ.

D'ailleurs les expériences où l'on introduit sur le trajet des rayons des lames absorbantes de plusieurs substances montrèrent que le pouvoir absorbant d'une matière donnée dépend des substances qu'ont traversées les rayons. On a donc affaire ici à un complexe de longueurs d'onde s'étendant sur un domaine étendu du spectre, et pour lequel les diverses substances présentent une absorption sélective.

Remarquons enfin que la fluorine est plus transparente que l'air pour les rayons de Schumann, tandis qu'elle l'est beaucoup moins ici.

Sur les longueurs d'onde qui agissent dans les expériences actuelles. — Les rayons nouveaux ne peuvent pas appartenir au domaine étudié par Schumann (120 à 170 μμ). Une longueur d'onde ne peut pas être supérieure à 215 μμ, car ils sont absorbés fortement par le spath, et même à 186 μμ, [illegible] par CO^2 : 67 pour 100 [illegible]. Les expériences de Kreisler ont montré en effet que [illegible] CO^2 n'absorbent que 5 pour 100 de l'énergie de rayons dont la longueur d'onde est 186 μμ.

Enfin il est peu probable que la longueur d'onde soit comprise dans l'intervalle 185 à 178 μμ.

La transparence du quartz cristallisé, l'opacité relative de la fluorine et les phénomènes d'absorption sélective observés plus haut semblent contraires à cette hypothèse.

Afin d'avoir une idée de la grandeur de ces longueurs d'onde, MM. Lenard et Ramsauer se sont servis d'un dispositif de dispersion, fondé sur l'aberration chromatique des lentilles, analogue à celui dont Lenard s'était servi en 1910 et à celui qui vient de permettre à MM. Rubens et Wood d'isoler des rayons de très grande longueur d'onde (voir *Le Radium*, février 1911, p. 44). On place devant l'étincelle un diaphragme de 10 mm de diamètre percé dans une feuille de mica. Une lentille de fluorine projette l'image de ce diaphragme sur un deuxième diaphragme de dimensions convenables, en plomb, tout contre lequel est placée la chambre d'ionisation de l'appareil 1, fermée par une lame de quartz de 1/4 mm. La chambre ainsi que la lentille étaient montées sur des rails, et on les déplaçait de façon à mesurer les quantités de centres positifs et négatifs produits par des rayons homogènes ayant une distance focale déterminée, c'est-à-dire un indice déterminé dans le quartz. Les distances extrêmes du diaphragme-image au diaphragme-objet étaient de 30 cm et de 8 cm. Cependant on n'a comparé directement entre elles que des distances peu différentes. On a dressé ainsi le tableau suivant :

Tableau VI.

Distance focale (mm.)	20,5	24,6	27,7	33,6	37,1	44,1	49,2
Effet sur le gaz (charges +)	1,0	1,79	2,00	2,00	1,50	1,04	0,73
Effet sur le récipient (charges —)	1,0	1,45	1,59	1,75	1,69	1,54	1,08

La courbe relative à l'effet sur l'air présente un maximum pour un foyer de 31 mm, celle qui est relative à l'effet sur le récipient vers 33 mm. A ces distances focales correspondent des indices de la fluorine égaux à 1,649 et 1,611. Ces deux indices sont situés en dehors du domaine accessible aux mesures. D'après la théorie de la dispersion et les mesures de Martens ils correspondent à des longueurs d'onde de 135 $\mu\mu$ (charges +) et 142 $\mu\mu$ (charges —). Mais ces longueurs d'onde tombent dans le domaine de forte absorption par l'air (Schumann), et ne peuvent pas correspondre aux nouveaux rayons. Il doit donc s'agir ici d'un ensemble complexe de rayons, les uns plus réfrangibles dans la fluorine, les autres moins.

Si l'on admet que les moins réfrangibles se trouvent vers 185 à 178 $\mu\mu$, avec un indice $n = 1,51$ dans la fluorine, les plus réfrangibles ne peuvent se trouver qu'au delà du domaine de Lyman, c'est-à-dire ne peuvent avoir que des longueurs d'onde inférieures à 90 $\mu\mu$.

D'ailleurs le fait qu'il existe des indices de l'ordre de ceux qui ont été mesurés pour $\lambda < 90\ \mu\mu$, permet de prévoir que la fluorine possède des bandes d'absorption forte pour des rayons de longueur d'onde encore plus courte.

C'est justement la conclusion qu'a tirée Martens des mesures de la dispersion de la fluorine [*Ann. d. Phys.*, 6 (1901) 629].

En résumé tous les faits conduisent au résultat vraisemblable que les phénomènes étudiés ici sont dus au moins en partie à des longueurs d'onde inférieures à 90 $\mu\mu$.

Il semble impossible de faire des mesures directes de longueur d'onde avec un réseau. Les auteurs se proposent de mesurer les vitesses initiales des électrons émis par effet photoélectrique sur un métal, afin de préciser les données sur les longueurs d'onde.

[Extraits par E. Bauer.]

Manuscrit reçu le 17 février 1911.

ANALYSES

Radioactivité

Remarque sur la valeur de la constante de temps de l'Actinium C. — Kovarik (A.) [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 85]. — Hahn et Meitner ayant indiqué la valeur 5,1 minutes pour la constante de temps de l'actinium C, l'auteur indique qu'au cours de certaines expériences sur l'actinium C, faites par la méthode de recul, il a eu l'occasion de mesurer à maintes reprises la période de cette substance. Dans ces expériences, l'actinium C a été recueilli sous des champs d'intensité variable et avec différentes distances des plateaux. La substance utilisée était très pure et très active, de sorte que les mesures pouvaient être faites rapidement et corrigées de la désactivation spontanée au moyen d'une valeur approchée de la constante de temps. L'accord entre les différentes courbes de désactivation obtenues est très bon dans tous les cas. La moyenne de 150 courbes a conduit à des valeurs comprises presque toutes entre 4,68 et 4,72 minutes, quelques valeurs isolées vont jusqu'à 4,60 ou 4,85 minutes, aucune n'atteint 5 minutes. Il semble donc que la valeur 4,71 minutes soit la plus exacte pour la constante de temps de l'actinium C.

Léon Bloch.

Note sur le rapport qu'il y a entre les quantités de substances radioactives en équilibre. — Mitchel H. [*Phil. Mag.*, 21 (1911) 40-42]. — Démonstration du théorème suivant : si un certain nombre de substances sont en équilibre radioactif et que la vie moyenne de la première substance soit beaucoup plus longue que

[illegible]

[illegible]

Sur la production de l'hélium dans la thorianite et la pechblende et l'âge minimum de ces minéraux. — Strutt (R. J.), *Proc. Roy. Soc.*, Ser. 84 (1910) [illegible] Strutt pour déterminer la teneur et la production en hélium des minéraux [illegible] pour [illegible] la teneur [illegible] (J. Beckenkamp).

La thorianite est traitée par un excès d'acide chlorhydrique [illegible] (J. Beckenkamp).

La pechblende aussi est traitée par l'acide nitrique : [illegible] nitrique. Après plusieurs répétitions de ce traitement [illegible] encore un résidu insoluble, mais inactif, [illegible]

[illegible]

Fig. 1.

[illegible]

[illegible] Le volume [illegible] Les résultats obtenus sont consignés dans les 2 tableaux ci-dessous :

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
Hæmatite, Co. Antrim	[illegible]	[illegible]
Hæmatite, Forest of Dean	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	710 000 000

J. Payne.

Action des rayons du radium sur les colloïdes. Jorissen (W. P.) et Woudstra (H. W.). — [Zeitschr. f. Chem. u. Ind. d. Kolloide, 8, 1910, 8-11]. — Les auteurs ont étudié l'action des rayons du radium sur la solution colloïdale [illegible] Carrière. [illegible] ne [illegible] conditions de l'activité [illegible] pas la précipitation du colloïde. Par contre il suffit d'une [illegible] (2,7 gr. par litre), à laquelle on a ajouté une quantité d'électrolyte [illegible] dans les conditions normales. Pensant ainsi que l'action des rayons radioactifs consiste dans une sensibilisation de la solution colloïdale, les auteurs ont comparé deux portions du même [illegible] pour divers électrolytes. Le tableau ci-dessous résume les [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible] J. Wecker.

Radiations

Sur la diffraction de la lumière par les molécules. — **Lorentz** (**H. A.**) (*Proc. Roy. Ac. Amst. Wetens.*, **13** (1910) 92-107). — Si l'on considère un faisceau parallèle de lumière de longueur d'onde λ, passant à travers une épaisseur t d'un gaz dont les molécules la diffractent, le rapport de l'intensité émergente à l'intensité incidente est, d'après lord Rayleigh,

$$e^{-\frac{32\pi^4 \nu^2 t}{3N\lambda^4}}$$

Dans le présent mémoire, M. Lorentz se propose de montrer, successivement par la théorie des électrons et en adoptant un mode de calcul analogue à celui de lord Rayleigh, que cette diffraction est une conséquence nécessaire de la distribution *irrégulière* des molécules dans un volume donné de gaz. Un milieu, de même densité, où les molécules seraient régulièrement distribuées aux sommets d'un réseau parallélipipédique, ne donnerait aucune diffraction de ce genre. En se plaçant au point de vue de la théorie des électrons, voici le nœud de la démonstration.

On suppose que dans chaque molécule il y a un seul électron vibrant sous l'action de l'onde électromagnétique incidente et du rayonnement diffracté par les autres molécules, et que d'autre part le milieu ne contient ni électrons de conductibilité ni électrons d'aimantation. Pour établir l'équation du mouvement de l'électron vibrant dans une molécule on égale sa force d'inertie à la somme : 1° de la force quasi élastique qui agit sur lui ; 2° de la résistance électromagnétique due à son accélération, laquelle est égale à $\frac{e}{6\pi c^3}\frac{d^2p}{dt^2}$ en appelant p le vecteur polarisation de la molécule et c la vitesse de la lumière dans le vide, et 3° des forces électriques exercées par les autres molécules. Pour analyser ces forces, on emploie l'artifice connu qui consiste à entourer la molécule sur laquelle on porte son attention d'une surface fermée σ, très petite par rapport à la longueur d'onde, mais contenant cependant un grand nombre de molécules. L'action sur la molécule envisagée de toutes les autres molécules se compose alors de l'action des molécules extérieures à σ et de celle des molécules intérieures à σ. L'action des molécules extérieures à σ se réduit à des termes dans lesquels l'influence de la structure moléculaire est insensible et elle se traduit par une force électrique définie par sa valeur moyenne dans un volume S contenu dans σ, très petit par rapport à σ, contenant cependant un très grand nombre de molécules. L'action des molécules intérieures à σ se compose de deux parties : 1° une force électrique de même nature que la précédente définie par sa valeur moyenne dans chaque élément S très petit intérieur à σ. Cette force électrique conduit à un terme $-\frac{e}{6\pi c^3}\frac{d^2P}{dt^2}$, en appelant U le volume enfermé dans la surface σ et P la polarisation *par unité de volume* ; 2° par des termes de la même forme que la résistance rencontrée par l'électron envisagé à l'intérieur de la molécule, et dont la somme est

$$\frac{e}{6\pi c^3}\frac{d^2p_q}{dt^2},$$

en désignant par p_q la polarisation de l'une des ν molécules contenues dans le volume U. Ce dernier terme sera facile à calculer toutes les fois que les molécules seront distribuées régulièrement, car on aura alors $p_q = p$, ou bien lorsque l'état électrique de chacune d'elles dépendra peu des molécules voisines, comme dans le cas d'un gaz. Mais dans le cas d'un liquide, par exemple, ce terme sera très difficile à calculer car, pour chaque molécule envisagée à un instant donné la distance de l'électron le plus proche étant variable de l'une à l'autre, la polarisation p_q variera aussi.

Dans le cas d'un gaz ou d'une distribution régulière on peut donc écrire le terme susceptible de fournir un coefficient d'extinction, sous la forme

$$\frac{e}{6\pi c^3}\left(\frac{d^2p}{dt^2} + \nu\frac{d^2\bar{p}}{dt^2} - U\frac{d^2P}{dt^2}\right)$$

en désignant par $\bar{p}$ la polarisation moyenne *par molécule* des ν molécules renfermées dans le volume U.

Cela posé, dans le cas d'une distribution régulière des molécules aux sommets d'un réseau parallélépipédique on aura en appelant N le nombre de molécules par unité de volume :

$$\bar{p} = p, \quad P = Np$$

et le terme d'amortissement aura pour coefficient

$$1 + \nu - NU$$

c'est-à-dire O puisque le nombre des molécules renfermées dans l'espace U est d'une part NU et d'autre part $1 + \nu$.

Au contraire dans le cas d'un gaz on aura

$$p = \bar{p}, \quad P = N\bar{p}$$

et l'on devra remplacer ν par sa valeur moyenne $\bar{\nu}$, de sorte que le coefficient du terme d'amortissement sera

$$1 + \bar{\nu} - NU$$

Or ce terme est égal à 1. Car il faut faire attention à l'exacte signification de $\bar{\nu}$: $1 + \nu$ est le nombre total des molécules que contient l'espace U, *choisi autour d'une molécule M sur laquelle on a d'abord fixé son attention.* Cette molécule ayant été choisie dans un volume V très grand par rapport à l'espace U tracé autour de M, la fraction la plus probable des $NV - 1$ autres molécules renfermées dans l'espace V qui se trouvent à un instant donné dans le volume U est $\frac{1}{V}(NV - 1)U = \frac{U}{V} - \frac{1}{V}$. Or $\frac{1}{V}$ est une fraction infiniment petite. On a donc $\bar{\nu} = NU$.

L. Dunoyer.

Ionisation

La sensibilité photoélectrique des métaux alcalins, considérée comme fonction de la longueur d'onde. — **Pohl** et **Pringsheim** [*Verh. d. deutsch. Phys. Ges.*, **12** (1910) 215-228]. — On sait que la sensibilité photoélectrique d'un métal est, par définition, la quantité d'électricité que ce métal émet hors de lui lorsque sa surface est frappée par l'unité de quantité de lumière.

Les travaux publiés antérieurement sur la variation de cette sensibilité photoélectrique en fonction de la longueur d'onde de la lumière incidente ont conduit à des résultats en apparence contradictoires : Elster et Geitel[1] ont observé un maximum très net de cette sensibilité dans le spectre visible ; d'autre part, Hallwachs[2] a trouvé récemment que la sensibilité du potassium va constamment en croissant quand la longueur d'onde diminue.

Dans le présent travail, les auteurs se sont proposé de lever cette contradiction, et, pour cela, ils ont examiné l'influence qu'exerce sur la sensibilité photoélectrique, l'orientation du vecteur photoélectrique $\mathfrak{E}$, relatif au rayon incident.

1. J. Elster et H. Geitel, *Wied. Ann.*, **52** (1894) 405.
2. W. Hallwachs, *Ann. d. phys.*, **30** (1909) 595; *Verh. d. deutsch. phys. Gesell.*, **11** (1909) 514.

[illegible] rement[1].

L'expérience consiste à régler l'appareil de façon que la surface de l'alliage reçoive la lumière d'une ligne spectrale [illegible] pile thermoélectrique et celui qui est émis par la surface [illegible] ordinaire, l'autre avec le rayon extraordinaire, et les intensités de ces deux rayons ont été reconnues égales.

[illegible] nous reproduisons la première : voir tableau I.

[illegible] 360 [illegible] 60
[illegible] 200 volts.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

Fig. 1.

[illegible] 11 [illegible]

[illegible] 600 [illegible] que $\eta_\perp$ croît constamment lorsque λ diminue. La lumière naturelle étant [illegible] $\mathfrak{C}$ et $\mathfrak{C}\perp$ il s'ensuit que, pour un angle d'incidence différent de zéro, la sensibilité photoélectrique doit présenter un maximum pour $\lambda = 400$ $\mu\mu$, comme l'ont observé Elster et Geitel. C'est ce que les auteurs ont vérifié en enlevant le prisme de Rochon; ils ont alors obtenu les nombres réunis au tableau II.

[illegible] II [illegible] 360 watts [illegible] 60
Potentiel de l'alliage 240 volts.

N	[illegible]	Signal $\mathfrak{C}$	Signal $\mathfrak{C}\perp$	Energie en unités [illegible]	Sensibilité photoélectrique $\mathfrak{C}$	Sensibilité photoélectrique $\mathfrak{C}\perp$	$\eta_\perp$	[illegible]
		[illegible] amp	[illegible]	[illegible] multiplié	10^{-13} [illegible]	10^{-13} [illegible]		
[illegible]	[illegible]	0,[illegible]	0,07[illegible]	175,0	0,54	0,05[illegible]	8,8	[illegible]
[illegible]	12[illegible]	11,0	1,01	74,0	18,9	1,36	13,9	[illegible]
17	10[illegible]	1[illegible],2	1,01	51,5	29,4	2,44	12,0	[illegible]
[illegible]	7[illegible]	4,6	0,46[illegible]	18,0	25,6	[illegible],8	9,9	[illegible]
25	[illegible]	[illegible]	1,28	14,0	[illegible]	2,95	[illegible]	[illegible]
31	715	11,0	1,82	8,0	12,9	3,72	[illegible]	[illegible]
35	[illegible]	1,78	1,08	[illegible]	6,6	4,40	1,5	[illegible]

[illegible] satisfaisante entre les valeurs η trouvées directement et celles $\eta\parallel + \eta\perp$ calculées d'après les expériences antérieures.

Enfin la même expérience faite sous un angle d'incidence nul a montré que η croît constamment lorsque λ diminue; [illegible] que Hallwachs a obtenu pour le potassium 500 $\mu\mu$ longueur d'onde.

Les conclusions de ce travail sont ainsi les suivantes :

1. — La sensibilité photoélectrique de l'alliage KNa, ainsi qu'en général pour les autres métaux, croît constamment, lorsque la longueur d'onde de la lumière incidente diminue, et que l'incidence est normale.

2. — Si l'incidence est oblique, la sensibilité photoélectrique présente un maximum dans le spectre visible.

3. — Ce maximum est expliqué par le fait que le rapport entre l'absorption de la lumière et l'effet photoélectrique est une fonction de la longueur d'onde lorsque [illegible] d'incidence alors qu'il est à peu près constant lorsque ce vecteur est normal au plan d'incidence. J. Danysz.

Atomistique

Sur la forme de l'atome. — **Kleeman** (R. D.) [illegible] M. Kleeman [illegible] dans l'unité de volume d'un gaz [illegible]

La somme des racines cubiques des poids atomiques relatifs aux constituants du gaz. En effet Traube[1] a montré que le volume d'un atome est proportionnel à la racine carrée de son poids atomique ; sa section, proportionnelle à la puissance deux tiers du volume est donc proportionnelle à la puissance un tiers du poids atomique. La somme Q des sections diamétrales des molécules contenues dans l'unité de volume d'un gaz sous la pression atmosphérique se calcule d'ailleurs par la formule

$$Q = \frac{1}{4} \pi \sigma^2 N \frac{1}{\sqrt{2}\, L},$$

où σ est l'avoir moyen de la sphère d'action moléculaire, N le nombre des molécules et L le chemin moyen. L'auteur donne les valeurs de Q, de $\Sigma m^{\frac{1}{3}}$ et de $Q : \Sigma m^{\frac{1}{3}}$ pour une centaine de corps. Q varie de 9 900 (hydrogène) à 186 500 (valérianate isobutylique) et $Q : \Sigma m^{\frac{1}{3}}$ ne varie que de 5,521 à 5,657. Les variations de ce quotient sont d'ailleurs dues plutôt, d'après l'auteur, à l'inexactitude des données expérimentales.

On peut encore essayer de vérifier la proportionnalité entre la somme des sections diamétrales des molécules et la somme des racines cubiques des poids atomiques composants, en comparant les valeurs expérimentalement trouvées pour les coefficients de diffusion d'un gaz dans un autre, avec celle que fournit la formule

$$\delta_{12} = \frac{k}{m_2^{\frac{1}{2}} \sigma_1 \sigma_2^2}$$

dans laquelle K est une constante et δ_{12} le coefficient de diffusion du gaz 1 dans le gaz 2 et dans laquelle on remplace σ_1 et σ_2 par $(\Sigma m_1^{\frac{1}{3}})^{\frac{1}{2}}$ et par $\Sigma m_2^{\frac{1}{3}}$. On admet l'accord entre la théorie et l'expérience pour la diffusion de Az^2O dans CO^2, ce qui définit la constante K. L'accord n'est pas trop mauvais.

L'auteur termine par des considérations peu précises sur l'influence que la forme de l'atome doit exercer au point de vue de la manière dont dépend, autour de l'atome, la répartition du rayonnement secondaire β produit par l'arrivée d'un rayonnement primaire γ. Si l'atome est sphérique, la proportion de rayons β émis dans la même direction que le rayonnement primaire dépendrait d'autant moins de la nature de l'atome d'après M. Kleeman, que sa masse serait plus grande. C'est bien ce qu'ont trouvé Bragg et Madsen[2].

L. Dunoyer.

Relations des poids atomiques. — **Loring (F. H.)** [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 107-112]. — L'auteur rassemble des tableaux et des courbes où les éléments chimiques sont groupés par leur poids atomiques et différentes propriétés physiques. L'intérêt de ces groupements réside dans le fait que les gaz inertes se placent régulièrement entre les éléments à propriétés acides et les éléments à propriétés nettement basiques. En particulier les émanations radioactives paraissent prendre place dans le tableau d'une façon qui correspond très bien à ce que nous savons de leurs propriétés physiques.

Léon Bloch.

Relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes ; application au cas de l'émanation du radium. — **Rankine A.** (Université de Londres). [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 49-55]. — L'auteur a mesuré dernièrement les coefficients de viscosité η des cinq gaz inertes (He, Ne, A, Kr, X) à 0° et à 100°. Ces coefficients ne présentent pas une relation immédiatement visible avec le poids atomique ; mais on obtient une telle relation aussitôt qu'on compare les gaz dans des états correspondants. En effet, si on calcule d'après la formule théorique de Sutherland :

$$\eta = k \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}} \quad . \quad (1)$$

(où K et C sont des constantes à déterminer par l'expérience et T la température absolue), les valeurs de η correspondant à la température critique de chaque substance, on trouve que ces valeurs η_c sont reliées au poids atomique A par la formule simple :

$$\frac{\eta_c}{\sqrt{A}} = 3{,}95 \,.\, 10^{-4} \quad . \quad (2)$$

Pour le néon, la température critique T_c n'est pas connue ; en calculant η_c d'après la formule (2) et en substituant dans (1), on peut prédire pour T_c la valeur de 61,1 degrés absolus. De même le coefficient de viscosité de l'émanation du radium, qui n'a pas été mesuré, se trouve être voisin de $2{,}130.10^{-4}$, si on étend à ce gaz la relation (2) et si l'on utilise les valeurs : A = 222 et T = 377° abs.

Quand on connaît la viscosité η d'un gaz et sa densité, la théorie cinétique permet de calculer le diamètre s de ses molécules et, par conséquent, le volume g réellement occupé par les molécules présentes dans l'unité de volume du gaz. L'auteur donne un tableau de ces grandeurs pour les six gaz du groupe, y compris l'émanation, et leur applique la correction fournie par la formule de Sutherland :

$$\frac{s}{s_0} = \sqrt{1 - \frac{C}{T}} \quad \ldots \quad (3)$$

dans laquelle s est le diamètre de la molécule tel qu'on l'introduit dans la forme classique de la théorie cinétique, et s_0 le diamètre « vrai », calculé sans faire abstraction de l'effet d'attraction mutuelle entre les molécules.

L'équation (3), combinée à d'autres relations connues de la théorie des gaz, conduit, en outre, à la formule :

$$\frac{1}{s_0} = \text{constante} ;$$

cette formule se vérifie, en effet, très bien pour chacun des gaz du groupe, à l'exception de l'hélium.

L. Korowrat.

Nouvelles déterminations de quelques constantes des gaz inertes. — **Cuthbertson (C.)** (Université de Londres). [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 69-77]. — 1° En se fondant sur ses mesures de coefficient de viscosité η, M. Rankine a calculé (v. l'analyse précédente) les volumes moléculaires g des cinq gaz inertes, c'est-à-dire les volumes réellement occupés par les molécules présentes dans l'unité de volume du gaz ; d'autre part, ces mêmes volumes moléculaires peuvent être calculés à partir des indices de réfraction μ_∞, en vertu des relations de Clausius et de Maxwell :

$$g = \frac{K - 1}{K + 2} \,.\, k$$

(K = pouvoir inducteur spécifique).

M. Cuthbertson a mesuré récemment les indices des cinq gaz inertes et il compare maintenant les valeurs de g obte-

1. *Phys. Zeitschr.*, **11** (1909) 1-7.
2. *Phil. Mag.*, **16** (1908) 918.

	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
Rapport. . . .	7,0	2,55	[illegible]	[illegible]	1,745

[illegible]

les mesures de la viscosité. Ainsi, N^2 est linéaire en fonction [illegible] montrent que les forces d'action moléculaire qui entrent [illegible] la dispersion; le nombre de ces électrons déterminé [illegible] plus.

L. Holowrat.

Attraction moléculaire. — Mills (*Phil. Mag.*, 20 [illegible]) [illegible] qu'il faut faire entre l'attraction moléculaire et l'attraction [illegible]

L. Houllevigue.

La constante d'attraction moléculaire et les propriétés chimiques des substances. — Kleeman (R. D.) (*Phys. Rev.*, 29 (1909), 410) [illegible] adoptée la forme

$$[illegible]$$

pour la force d'attraction entre deux molécules placées à [illegible] pour la chaleur latente de vaporisation et sur la tension superficielle. Il commence par montrer que la connaissance de l'une de ces grandeurs en fonction de la température ne suffit pas, dans les hypothèses faites, pour définir la forme complète de la loi; les expressions qu'on obtient doivent toutes contenir une fonction indéterminée [illegible] Cette fonction n'est cependant pas entièrement arbitraire; ainsi, l'auteur avait déjà montré qu'elle peut être mise sous la forme

$$[illegible]$$

où T_c est la température critique et x_c la distance qui sépare les molécules à l'état critique; il s'ensuit que K a la même valeur pour toutes les substances comparées dans des [illegible] $\frac{T}{T_c}$ [illegible]

$$[illegible]$$

[illegible] $\Sigma \lambda$ [illegible] T_c [illegible] $\Sigma \lambda$ [illegible]

Recherches pour déterminer la loi d'attraction chimique entre les atomes à partir de données physiques. — Kleeman (R. D.) (*Phys. Rev.*, 21 (1911), [illegible]) [illegible] comme auparavant, sur la chaleur latente de vaporisation et sur la tension superficielle. Il commence par montrer que la connaissance de l'une de ces grandeurs en fonction de la température ne suffit pas, dans les hypothèses faites, pour définir la forme complète de la loi; les expressions qu'on obtient doivent toutes contenir une fonction indéterminée [illegible] Cette fonction n'est cependant pas entièrement arbitraire; ainsi, l'auteur avait déjà montré qu'elle peut être mise sous la forme

$$[illegible]$$

où T_c est la température critique et x_c la distance qui sépare les molécules à l'état critique; il s'ensuit que K a la même valeur pour toutes les substances comparées dans des [illegible] $\frac{T}{T_c}$ [illegible]

$$[illegible]$$

Les propriétés de K sont les seules dont on puisse être certain pour le moment : une étude détaillée de l'effet Joule-Thomson (refroidissement que les gaz subissent lors d'une détente sans travail extérieur) permettrait peut-être de préciser davantage la forme de K, en particulier. L'inversion de cet effet on sait, par exemple, que l'hydrogène s'échauffe dans une détente lorsque celle-ci a lieu au-dessus de — 80°, et se refroidit à des températures plus basses) pourrait bien dépendre du fait que K serait une somme de termes positifs et négatifs.

En donnant arbitrairement à Φ différentes formes, on trouve chaque fois des formules exprimant la chaleur latente et la tension superficielle. Certaines de ces formules satisfont assez bien à l'expérience, sans que toutefois on se décide en faveur d'une forme de Φ plutôt que d'une autre. Par exemple, si l'on suppose que K est inversement proportionnel à z^2 et ne dépend pas de la température (ce qui d'ailleurs ne peut pas être rigoureusement exact, comme on vient de le voir), on retrouve la formule de Mills, d'après laquelle la chaleur latente

$$L = \text{const.} \times (\sqrt{\rho_1} - \sqrt{\rho_2})^2,$$

ρ_1 et ρ_2 étant la densité du liquide et de sa vapeur. Si on pose $K = \text{const.} \times \left(\frac{1}{z}\right)^{\frac{1}{2}}$, on trouve que la force d'attraction est en raison inverse de la onzième puissance de z, et on a pour la tension superficielle λ :

$$\lambda = \text{const.} \times (\rho_1 - \rho_2)^4,$$

formule qui se vérifie assez bien pour un certain nombre de liquides. L. Kolowrat.

Recherches sur l'aimantation à très basse température. — **Weiss (P.)** et **Kamerlingh Onnes (H.)** (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **12** (1910) 649-677). — Les travaux antérieurs de M. Weiss ont montré la concordance excellente que l'on obtient pour la magnétite aux températures supérieures à la température ordinaire, entre les résultats des mesures de l'intensité d'aimantation à saturation en fonction de la température et les résultats du calcul, basé sur la théorie de M. Langevin étendue aux phénomènes ferro-magnétiques par l'hypothèse du champ moléculaire. Toutefois, pour le nickel, la courbe expérimentale et la courbe théorique cessent de coïncider dès que la température descend au-dessous du point de Curie, pour lequel le ferro-magnétisme spontané disparaît. C'est ce qu'on voit sur la figure 1 où la courbe pleine *a* est la courbe théorique. Pour expliquer ce désaccord, il ne semble pas qu'il y ait aucunement lieu de rejeter ni la propriété accordée à l'atome de réagir contre l'orientation que tend à lui donner le champ magnétique, ni la loi d'équipartition de Maxwell-Boltzmann, ni l'hypothèse du champ moléculaire; mais cette hypothèse a besoin d'être modifiée; peut-être le moment magnétique de la molécule n'est-il pas constant comme le suppose Langevin, ou bien la nature de l'action mutuelle des molécules doit-elle être conçue autrement. Pour l'appréciation de ces hypothèses la comparaison des phénomènes à la température ordinaire et aussi près que possible du zéro absolu est évidemment fort importante.

Les mesures à basse température ont été faites dans l'hydrogène liquide sous la pression atmosphérique (20°,3 absolus) et dans l'hydrogène au point de fusion (14° absolus). Le champ n'a pas dépassé 25 000 gauss. On peut en déduire l'aimantation à saturation d'après la loi d'approche à la température ordinaire, étudiée ailleurs. Du reste, l'écart à la saturation est extrêmement faible dans un champ de 20 000 gauss et la possibilité d'une loi d'approche un peu différente à basse température est par conséquent sans importance. Enfin la parfaite continuité que l'on observe sur les courbes d'aimantation (*a* et *b* fig. 1) jusqu'à 14° absolus conduit à penser que l'extrapolation est permise jusqu'au zéro absolu.

La méthode employée a été celle du couple maximum : On mesure la valeur maxima du couple exercé par le champ uniforme sur un petit ellipsoïde de révolution dont le grand axe est oblique par rapport au champ. Ce couple, équilibré

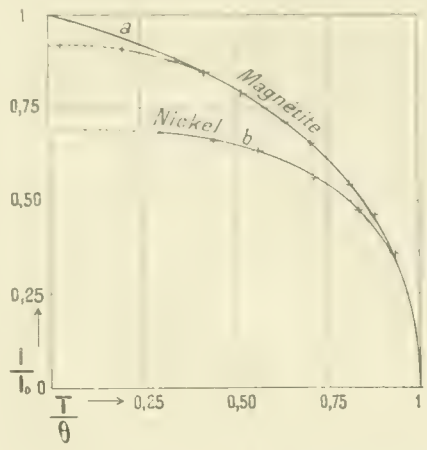


Fig. 1.

par la torsion d'une spirale en bronze phosphoreux non magnétique, d'ailleurs placée loin du champ, est proportionnel au carré de l'aimantation. Pour éviter la perturbation du champ qui résulte de la réaction de l'ellipsoïde sur les pièces polaires, on doit donner à l'entrefer une longueur triple de celle du grand axe de l'ellipsoïde. Pour obtenir un champ suffisamment uniforme de 25 000 gauss dans ces conditions il fallait donner à l'entrefer une largeur de 9 millimètres; le tube de Dewar à hydrogène liquide passant entre les pièces polaires n'avait que 8 millimètres de diamètre extérieur et 5 millimètres de diamètre intérieur; les parois étaient épaisses seulement de 0mm,5 et distantes 0mm,5. Un seul remplissage d'hydrogène liquide permettait cependant de faire en général toute une série de mesures; le tube de Dewar étroit s'élargissait naturellement au-dessus de l'entrefer. L'ellipsoïde étudié était enfilé horizontalement dans une tige de cuivre suspendue à l'intérieur du tube de Dewar; cette tige était vissée sur un tube de maillechort suspendu à la spirale: un fil fin de platine iridié tirait la tige de cuivre vers le bas pour maintenir centré l'ellipsoïde, dans le cas d'un très léger défaut d'uniformité du champ. Un centrage exact était assuré au moyen d'un tube fixe gainant sur toute leur longueur, sans toucher le tube de maillechort et la tige de cuivre. L'ellipsoïde n'avait que 3 millimètres de grand axe et 1mm,333 de petit axe. Il était indispensable de vider complètement l'appareil d'air avant l'introduction de l'hydrogène liquide, sans quoi les cristaux d'air solidifié auraient gêné la rotation de l'ellipsoïde. La nécessité d'envelopper tous les organes dans une enceinte étanche compliquait passablement l'appareil, admirablement étudié. Un thermomètre à hélium donnait la température et indiquait en même temps le moment où le niveau de l'hydrogène liquide baissait trop. Les oscillations du système suspendu étaient amorties au moyen de petites palettes plongeant dans un bain d'huile privée d'air et de parties volatiles. Les positions de l'ellipsoïde étaient déterminées au moyen d'un miroir, fixé sur le tube de maillechort et recevant la lumière à travers une fenêtre. Des dispositifs spéciaux permettaient de centrer les différents tubes les uns autour des autres et sur l'axe de rotation de l'électro-aimant.

[illegible]

[illegible] absolus . . 1 0000

[illegible]

[illegible]

et pour le fer

[illegible]

[illegible]

Phénomènes cosmiques

Mesures de la distribution de l'éclat de la lumière cendrée pendant l'éclipse du 16-17 novembre 1910. — Kähler (J.) et Grimm (R.). [illegible] 51 [illegible] — [illegible] sur la distribution [illegible] de la lumière cendrée [illegible] 10 [illegible] sodium. Ils ont eu la bonne fortune de rencontrer des conditions atmosphériques [illegible] pour [illegible] les [illegible] qui leur [illegible] le [illegible] phénomène. [illegible]

Notice sur la conductibilité électrique de l'atmosphère sur la Schneekoppe. — Kahler K. *Phys. Zeitschr.* 11 1910 118-1186. — Les observations ont été faites à une altitude de 1615 m. pendant deux belles journées d'été et comparées avec les indications obtenues [illegible] à Potsdam [illegible] très beau, appareils de mesure comparés l'un à l'autre).

Le résultat le plus frappant est le suivant : la conductibilité électrique de l'air au sommet de la Schneekoppe est [illegible] par des mesures en ballon libre que λ augmente beaucoup avec l'altitude. Ce résultat se trouve confirmé ici. D'autre part, la variation diurne est très faible à Potsdam. Par [illegible] la conductibilité de l'air diminuant beaucoup au cours de la journée. Il semble que sur la hauteur la conductibilité [illegible] atmosphérique qui déjà à l'altitude de 400 m. présente un minimum de bon matin et un maximum après midi. Il [illegible] à [illegible] grande altitude. [illegible]

Observations d'électricité atmosphérique faites à l'île Petermann pendant le séjour de l'expédition Charcot. — Rauch (E.). 151 1910 [illegible] — [illegible] Petermann, par 65° 10′ de latitude S., a fait des mesures du champ terrestre, de conductibilité de l'air et de radioactivité [illegible] observations, il résulte que la variation annuelle du champ [illegible] en juin et un maximum probable en février, comme cela a lieu pour l'hémisphère boréal; ceci montre que la variation annuelle du champ électrique n'est pas liée aux saisons, mais à la position de la Terre sur l'écliptique. En ce [illegible] de nuit.

La conductibilité de l'air a été étudiée avec l'appareil de [illegible] la conductibilité positive est un peu plus forte que [illegible]

[illegible]

Mesures d'électricité atmosphérique sur l'Adriatique et la Méditerranée. — Geckel (A.). [illegible] 12 1911 [illegible] — [illegible] 10,9 - 14,5 [illegible] 1000 que [illegible] le canal de [illegible]

regarde les dissymétries de signe : sur la terre ferme, c'est l'électricité négative qui se dissipe le plus vite, sur mer c'est l'électricité positive. Au voisinage de Gallipoli la dissymétrie a été renversée, manifestement à cause de la fumée et des poussières provenant de cette agglomération. La prédominance des ions positifs s'explique bien par le calme plat de la mer car d'après Paeini le nombre des ions négatifs est en rapport avec l'agitation de la mer. Les jours de mer houleuse on a observé que les ions négatifs sont prédominants.

L'auteur a aussi fait des mesures de radioactivité induite. Le résultat sommaire de ses calculs lui permet de dire déjà que les activités induites de grande mobilité sont beaucoup moins abondantes sur mer que sur terre, conformément aux résultats trouvés par Elster et Geitel, Ludeling, Steveking et autres. Léon Bloch.

Sur le collecteur à ionium. — **Bergwitz (K.).** [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 85-85]. — Pour garder les avantages d'un égaliseur de potentiel radioactif sans avoir l'inconvénient d'un rayonnement pénétrant (radium) ou variable (polonium), l'auteur a étudié un égalisateur de potentiel à ionium. La seule difficulté réside dans l'application de la substance radioactive, qui ne doit pas s'effriter ni s'arracher. Cette difficulté a été résolue en incorporant l'ionium à une poudre d'émail que l'on met ensuite au four électrique : aussitôt la fusion obtenue (560°), on retire le collecteur du four et l'ionium se trouve alors fixé dans la couche superficielle de l'émail. La comparaison avec un collecteur à gouttes d'eau a montré que le collecteur à ionium donne des indications très exactes sur la répartition du potentiel entre deux surfaces, le point qui est en équilibre de potentiel avec le collecteur est situé à 2,5 cm. environ de l'émail. La rapidité d'action du collecteur est un peu moindre que celle du collecteur à eau, mais le temps de charge dans les conditions usuelles ne dépasse pas une dizaine de secondes. L'appareil peut être relié à un enregistreur. Il est destiné à l'expédition allemande au pôle Sud. Léon Bloch.

Sur la nature des variations séculaires du magnétisme terrestre et la détermination de leur origine à l'intérieur de la terre. — **Bidlingmaier (Fr.)** [*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 1216-1222]. — Profitant des documents accumulés par van Bemmelen sur les variations de la déclinaison au cours des siècles, l'auteur a pu déterminer pour différents points du globe les valeurs moyennes des variations de la déclinaison. Pour éliminer toutes les variations soit annuelles, soit à courte période, les moyennes ont toutes été prises de 10 ans en 10 ans. Si l'on porte sur la mappemonde terrestre les moyennes générales obtenues de la sorte, chaque point du globe se trouvera affecté d'une cote, indiquant d'une manière sommaire l'amplitude moyenne (soit positive, soit négative) des écarts en déclinaison du lieu où elle se rapporte.

Ce travail de statistique, qui peut sembler ingrat, a conduit à un résultat de grand intérêt. Si l'on divise la terre en zônes parallèles, les nombres définis plus haut sont à peu près également répartis dans chaque zône : l'importance des mouvements en déclinaison semble donc indépendante de la latitude. Il en est tout autrement si l'on divise la terre en fuseaux méridiens : certains fuseaux sont nettement plus favorisés que d'autres au point de vue des perturbations de l'aiguille magnétique. D'une manière générale les fuseaux continentaux sont plus favorisés que les fuseaux marins, et si l'on divise la surface de la terre en un hémisphère marin et en un hémisphère continental, c'est le dernier qui l'emporte de beaucoup par l'importance des mouvements magnétiques dont il est le siège. La différence moyenne atteint 67 pour 100.

On tire de là cette conséquence importante que la cause des variations magnétiques est plus active dans l'hémisphère continental, et par suite a nécessairement son siège dans la profondeur de la masse terrestre. Ainsi se trouvent éliminées toutes les explications qui recourent à une cause extra-terrestre.

De plus la différence quantitative signalée plus haut s'explique très bien si l'on admet que la profondeur moyenne des mers (3 k,7) diminue l'action que peuvent exercer sur l'aiguille aimantée les masses magnétiques situées à l'intérieur du globe. Si ces masses sont assimilables à des aimants dont l'action diminue comme le cube de la distance, on trouve que pour rendre compte de la différence indiquée il faut assigner à ces masses un siège situé à 25 kilomètres de profondeur environ. C'est justement la profondeur à partir de laquelle la température terrestre devient égale à la température de transformation magnétique du fer (750°) et l'on s'expliquerait très aisément que les mouvements de matière se faisant dans cette couche aient un effet marqué sur l'aiguille aimantée.

Léon Bloch.

Sur la teneur en radium des eaux du Cam, de l'eau de source de Cambridge, et de certaines variétés de charbon. — **Satterly (J.)** [*Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **15** (1910) 540]. — Cette recherche a été entreprise en vue d'expliquer la forte teneur en émanation de l'air de Cambridge, relativement à l'air de Montréal (Eve 1908).

Le radium contenu dans les eaux du Cam, et dans l'eau de source de Cambridge était dosé par la mesure de l'émanation accumulée dans l'échantillon étudié. Au bout d'un temps donné, on chassait par l'ébullition, l'émanation initialement présente dans le liquide. La teneur en radium était très faible par rapport à la teneur en émanation. Tandis qu'il suffisait d'un litre d'eau pour déterminer sa teneur en émanation, il fallut 9 litres pour avoir une production d'émanation appréciable. Pour obtenir la teneur en radium, l'auteur comparait la production de l'émanation par l'eau avec celle d'une solution titrée de radium.

Il a trouvé ainsi que l'eau de source contient par litre $1,6.10^{-12}$ gr. de radium, l'eau du Cam $3,2.10^{-12}$ gr.

L'auteur a étudié aussi la production de l'émanation par certaines variétés de charbon. Pour chasser l'émanation initialement présente dans les échantillons étudiés on les chauffait au rouge sombre. Voici la teneur en radium de ces charbons, par gramme de matière :

Charbon de noix de coco	$0,4.10^{-12}$ gr. Ra.
» de Brésil	$0,5.10^{-12}$ gr. Ra.
» de bois	$0,5.10^{-12}$ gr. Ra.

L'écorce terrestre contient en moyenne $1,4.10^{-12}$ gr. Ra par gr. ; le charbon de bois contient 1 à 5 pour 100 de cendres. L. Wertenstein.

Les nitrates dans l'atmosphère des régions australes. — **Müntz (A.)** et **Lainé E.** [*C. R.*, **152** (1911) 166-169]. — MM. Müntz et Lainé ont [illegible] tité d'acide nitrique contenu dans les eaux météoriques des régions australes, dont plusieurs échantillons avaient été prélevés par les soins de l'enseigne de vaisseau Godfroy, lors de la dernière expédition Charcot aux régions antarctiques. Le tableau suivant permet de comparer les nombres trouvés à ceux obtenus précédemment en différents points du globe.

On voit que les nitrates des pluies météoriques des

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible] eau de neige.
[illegible]	[illegible] eau de pluie.
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

G. Dasse.

REVUE DES LIVRES

Conduction of Electricity through Gases and Radioactivity [illegible] M. Cleaj R. K. [illegible] 1910

[illegible] que les deux nouvelles [illegible] reproduire lui-même, et [illegible]

Die Elektrischen Erscheinungen in Metallischen Leitern — Baedeker K. [illegible] 155, 210, 146 p. [illegible] 1911. M. 4.

Nous recommandons beaucoup ce petit volume. C'est un exposé simple et clair de la théorie électronique des métaux dans ce qu'elle a de plus élémentaire. C'est en même [illegible] grand gré à l'auteur d'avoir évité une accu[illegible] de valeurs absolues. Le lecteur se rendra [illegible]

Leon Bloch

exiger une habileté trop grande de l'élève ni un appareil[illegible] un certain nombre d'expériences plus délicates, sont réservées, dans la pensée de l'auteur, aux élèves plus exercés : telles sont, par exemple, [illegible] par le [illegible] de Townsend, sur la déviation magnétique des rayons α ou sur l'obtention des courbes de Bragg pour une substance radioactive complexe.

Après un chapitre d'introduction sur les caractères généraux de la décharge dans le gaz, un chapitre intéressant est consacré à l'étude des appareils et aux détails de manipulation particuliers aux mesures électrométriques, etc. Le chapitre suivant présente, sous une forme expérimentale simple, les propriétés des rayons cathodiques ; le chapitre IV contient les notions générales sur les rayons Rontgen, toujours sous forme d'expériences relativement faciles à réaliser. Le chapitre V développe ces notions par des mesures quantitatives et contient en même temps un exposé de la théorie de la production des ions, de leur recombinaison, de leur diffusion et de l'ionisation par choc. On traite ensuite de l'ionisation par les rayons ultraviolets et par les solides incandescents (chap. VI) et enfin des expériences de C. T. R. Wilson sur la condensation de la vapeur d'eau (chap. VII). Avec le chapitre suivant, on passe à l'étude des substances radioactives, en commençant par celle de l'uranium. Une série d'expériences familiarise le lecteur avec les méthodes spéciales à la radioactivité, il y a entre autres une bonne description de la méthode de déviation constante de Bronson. Les expériences suivantes font connaître la complexité des rayonnements et leurs principales propriétés ; le chapitre XI donne les résultats des mesures de diverses constantes relatives aux rayons α et β (valeurs de e/m, de v et de e, nombre de particules α émises par 1 gr. de Ra, etc.) ; bien entendu, ces mesures de précision ne font pas partie du cycle de travaux proposés au lecteur. L'étude expérimentale de l'Ur X, du Th X et de l'Ac X sert d'introduction naturelle à la théorie générale des transformations radioactives ; les chapitres XIII et XIV sont consacrés aux propriétés des émanations et des dépôts actifs. Enfin, on donne dans le chapitre XV des détails sur l'analyse d'une substance radioactive complexe au moyen des courbes de Bragg, et quelques mots sur la radioactivité de l'atmosphère (chapitre XVI) terminent le volume.

L. Kolowrat.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la structure et les propriétés des rayons magnéto-cathodiques dans un champ uniforme [1]

Par M. GOUY

(Faculté des Sciences de Lyon. — Laboratoire de Physique).

I. *Analyse du faisceau magnéto-cathodique.*

En recevant sur une très petite ouverture un pareil faisceau, qui ne montre aucune structure définie, on peut isoler des filets de rayons où l'on reconnaît l'enroulement hélicoïdal que forment les trajectoires des électrons dans un champ magnétique.

L'expérience réussit bien en prenant pour cathode une boule de 6 mm de diamètre. L'anode est un cylindre métallique de 8 cm de diamètre, dont l'axe est perpendiculaire au champ magnétique. Une feuille de métal le divise en deux compartiments, dont l'un contient la cathode, et l'autre un écran de willémite. Une ouverture de $0^{mm},6$ de diamètre, percée dans cette cloison, laisse passer un filet magnéto-cathodique, dont la trace sur l'écran est observée et photographiée à travers une glace parallèle. L'axe de la chambre noire est perpendiculaire au champ magnétique, en sorte que, si l'on déplace l'écran seul, les images produites sur lui restent au point et peuvent être photographiées sur la même plaque, marquant ainsi la trajectoire et les modifications du filet soumis à l'étude.

Les effets observés dépendent de la position de la cathode[2], du voltage V et du champ H ; c'est ce dernier qu'on peut faire varier le plus commodément. On peut classer ces effets comme il suit :

a) Il y a une suite de points F_1, F_2, F_3... où le filet produit sur l'écran une tache de la dimension de l'ouverture, et dont les distances à l'ouverture forment une progression arithmétique[3]. Entre ces foyers, le filet forme un fuseau creux, qui se manifeste sur l'écran par une circonférence lumineuse, à milieu obscur, qui a sa dimension maximum au milieu de l'intervalle des foyers, et diminue quand on se rapproche de l'un d'eux. Il est rare que la circonférence soit entièrement fermée.

La figure 1 représente ce cas (*a*) ; la photographie est à l'échelle de 2 : 1. La flèche indique le sens où marchent les rayons. On distingue le 1er et le 2e foyer, et les figures intermédiaires, qui se montrent ici ovalisées par la perspective et l'obliquité de l'écran, mais sont circulaires sur l'écran quand il est normal aux rayons[1].

Fig. 1.

b) Ces apparences se modifient en ce que la figure forme un croissant en se réduisant à un arc plus ou moins étendu, tel qu'une demi-circonférence par exemple, ce qui permet néanmoins de déterminer les foyers. Quelquefois aussi on a plusieurs taches lumineuses, qui se réduisent à une seule aux foyers.

c) Le filet est partout étroit, mais les taches successives sur l'écran dessinent une sinusoïde. Ce cas est le plus simple au point de vue de la discussion théorique, mais la sinusoïde étant très allongée, les expériences sont moins démonstratives, et je m'en suis peu occupé.

1. Les conditions de ces expériences sont telles en général que les rayons magnéto-cathodiques soient normalement formés, c'est-à-dire que la pression est inférieure à 0,1 mm et le champ supérieur à 700 gauss. Le courant est continu, fourni par une machine électrostatique ou par une batterie d'accumulateurs.

2. La ligne de force magnétique passant par le centre de l'ouverture doit rencontrer la cathode sous une incidence très oblique, pour que les effets décrits plus loin se produisent.

3. J'ai vu 4 de ces foyers, les dimensions de l'appareil ne permettant pas davantage. Ils diminuent un peu de netteté en s'éloignant de l'ouverture.

1. Voici les données de cette expérience : voltage 9500 ; champ 1480. La distance de la cathode à l'ouverture est d'environ 25 mm, comme pour les autres expériences du tableau qui suit.

[illegible]

Tableau I.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]		10,5	[illegible]	[illegible]	Air courant
[illegible]	[illegible]	[illegible]		7,9	[illegible]	id.	id.
[illegible]	[illegible]	13,0	1,5	[illegible]	12,0	[illegible]	Hydrogène (courant)
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	13,5	id.	id.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	11,[illegible]	11,5	id.	id.
[illegible]	2,10	7,8	[illegible]	9,0	8,8	id.	id.
[illegible]	[illegible]	15,7	1,[illegible]	15,[illegible]	15,2	id.	id.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	12,[illegible]	11,6	id.	[illegible]
[illegible]	[illegible]	15,0	1,7	11,9	11,2	id.	id.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,6	[illegible]	9,1	[illegible]	id.
[illegible]	[illegible]	8,5	0,6	9,0	8,7	id.	id.
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0,7	11,2	11,0	id.	id.
[illegible]	[illegible]	14,0	1,[illegible]	14,[illegible]	15,9	[illegible]	Oxygène
2050	[illegible]	18,0	1,7	20,0	19,2	[illegible]	id.
[illegible]	[illegible]	[illegible]		[illegible]		[illegible]	Hydrogène (courant)
[illegible]	[illegible]	14,5		[illegible]		id.	id.

1. [illegible]
2. [illegible] 20 à 50.

[illegible]

une rosace ayant son centre en O, et pour diamètre 2 R. En général, quelques-unes seulement de ces trajectoires hélicoïdales rencontrent l'écran en O, mais en disposant de V et surtout de H, on arrive à les faire passer toutes par l'ouverture, ce qui est facilité par ce fait que cette ouverture a des dimensions appréciables. Alors, aux distances $\frac{p}{2}, \frac{3p}{2}, \frac{5p}{2}$, de l'écran, ces trajectoires occuperont les points A situés sur la circonférence extérieure, et ces points A en nombre infini dessineront une circonférence lumineuse de rayon δ (ou R du tableau)[1]. Nous avons donc au moins une valeur moyenne de δ, si cette quantité varie d'une hélice à l'autre d'une manière continue.

Les valeurs p_1 du tableau ont été aussi calculées; elles se rapprochent plus que p des valeurs trouvées p_0 sauf pour quelques expériences faites avec $V > 10\,000$,

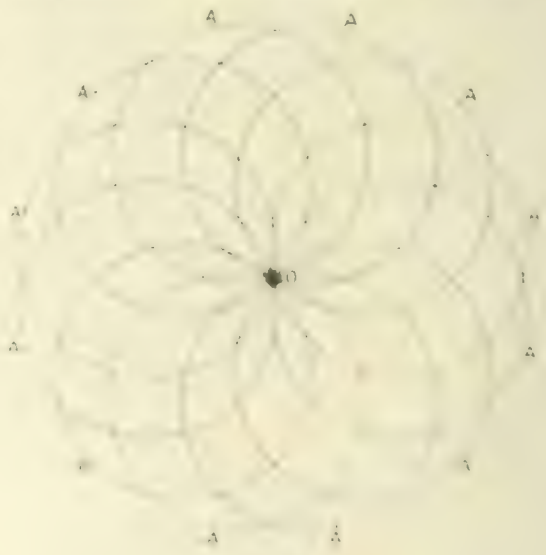


Fig. 2

[illegible]

Il serait intéressant de comparer δ avec des valeurs calculées *à priori*. Faute de mieux, nous pourrons envisager deux cas extrêmes : α désignera l'angle que fait le champ magnétique avec la normale à la cathode.

1° Supposons que le champ électrique soit nul partout, sauf dans une couche infiniment mince à la surface de la cathode. On a :

$$\delta = \frac{2 \sin \alpha}{H} \sqrt{2V \frac{m}{e}}$$

2° Supposons au contraire que le champ électrique soit partout uniforme. On a :

$$\delta = 2 \frac{m}{e} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{H^2} \frac{V}{l},$$

l désignant la distance du point considéré à la cathode, mesurée sur la ligne de force magnétique.

Si l'on fait $V = 10\,000$, $H = 2000$, $\alpha = 45°$ et $l = 2$ cm, ces formules donnent $2^{mm},4$ et $0^{mm},14$. Les diamètres réels sont intermédiaires entre les valeurs calculées par les deux formules, et un peu plus voisins des premières.

II. — *Les caustiques des trajectoires des électrons.*

D'ordinaire, le sillon que trace dans le gaz le faisceau magnéto-cathodique ne montre pas de structure déterminée, et ses bords sont un peu estompés, surtout dans des champs modérés et avec des voltages élevés. Cependant une structure très caractérisée est visible dans des conditions favorables, et surtout au moyen d'un écran phosphorescent.

La tache lumineuse que produit le faisceau sur l'écran, lorsque la cathode a une forme régulière, montre des bords très nets, et même dessinés par un trait plus brillant que le fond; d'autres lignes brillantes se montrent aussi dans l'intérieur de la tache, et varient avec la position de l'écran, le champ magnétique et le voltage.

Prenons, par exemple, pour cathode une boule de 8 mm de diamètre, placée à 7 cm environ de la paroi de verre, distance mesurée sur une ligne de force magnétique. Pour 150 gauss, on a sur le verre une tache de 20 mm à 50 mm de diamètre avec un point brillant en son centre. Le champ augmentant, ce point disparaît, et la ligne qui formait le contour extérieur se contracte et finit par former un point central pour 220 gauss. En même temps, une autre circonférence brillante est apparue, qui limite la tache, maintenant plus petite. Cette nouvelle ligne se contracte en son centre pour 280 gauss, et ainsi de suite. Jusqu'à 1500 gauss, on voit ainsi les circonférences apparaître et se contracter, mais à la fin elles s'évanouissent avant d'avoir atteint le centre, et le milieu de la tache garde un éclat uniforme.

Lorsque le point central existe, il forme une sorte de foyer où concourt une assez notable partie du faisceau, car si en ce point on met un très petit écran, il en résulte une ombre qui couvre la majeure partie de la tache formée sur un écran plus éloigné.

En prenant pour cathode un fil cylindrique, on peut faire une étude plus détaillée du phénomène. Sur un écran parallèle au fil, la tache forme une

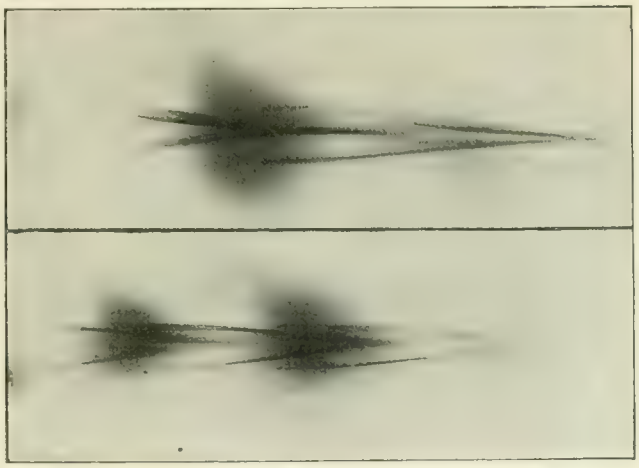


Fig. 5.

bande limitée par deux lignes brillantes, avec deux lignes parallèles dans son intérieur; ces dernières peuvent se réduire à une seule ligne médiane, qui est alors très brillante, et forme une sorte de ligne focale. Pour avoir à la fois une représentation de ces divers cas, on peut incliner l'écran et la cathode, de manière que les rayons extrêmes du faisceau utilisé diffèrent en longueur de 2 cm ou 3 cm. Le faisceau produit sur l'écran une longue bande lumineuse, qui se résout en une suite de figures égales et équidistantes, dessinées par des lignes lumineuses sur un fond peu éclairé. Quand le champ augmente, ces figures se resserrent et se déplacent en même temps, en marchant dans le sens où décroît la longueur des rayons.

Ces figures ont la forme de V très aigus, à côtés un peu convexes, et sont emboîtées les unes dans les au-

pendent du potentiel, ce qui est ordinaire, elles produisent un trouble puisque l'on observe une superposition d'effets correspondant à des potentiels différents, et il n'est pas nécessaire pour cela qu'il y ait des oscillations, de simples variations suffisent. Mais, dans bien des cas, le régime oscillatoire, quand il s'établit, correspond à un état de choses nouveau, qu'on ne peut rapprocher des phénomènes normaux. Cette difficulté empêche d'ordinaire d'utiliser les voltages supérieurs à 10 000, pour lesquels les oscillations sont difficiles à éviter : elle exige une surveillance attentive, soit au moyen du téléphone, soit en examinant l'aspect de la décharge, où les oscillations se laissent toujours reconnaître.

[illegible] toutes leur [illegible] de longueur, leur bisse-trices étant alignées suivant le milieu de la [illegible]

[illegible] forment le contour extérieur de la bande lumineuse. [illegible] phosphorescence [illegible] quand le champ augmente, sans que la bande puisse jamais être moins large que la cathode. Si le diamètre de cette dernière est trop grand, les côtés du V ne se rejoignent plus, et par suite sa pointe n'est pas for- [illegible] uniforme en [illegible] cathodes.

Si la cathode a un diamètre inférieur à 1mm,5, les figures en V commencent à montrer une distorsion qui s'accroît quand le diamètre diminue, et pour 0mm,5 elles ont une forme très compliquée. Il en est de même quand on emploie, au lieu d'un fil cylindrique, une bande étroite, très oblique sur le champ.

Sans écran, cette structure périodique du faisceau magnéto-cathodique peut quelquefois être vue et

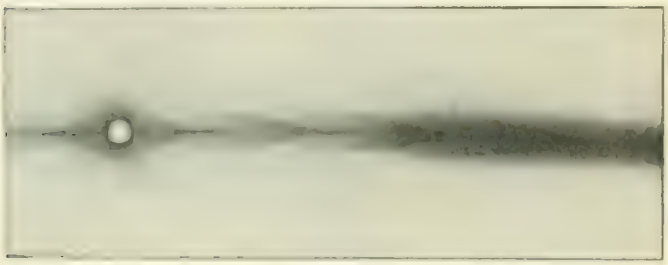


Fig. 4.

[illegible] photographie le long du sillon tracé dans le gaz, particulièrement dans l'espace obscur pré-cathodique. La figure 4 représente une photographie. Cette [illegible] les lignes en V, analogues à celles que donnent [illegible] phosphorescence, et de montrer que la cathode correspond à un maximum de brillance. Dans la partie brillante du faisceau [illegible] [illegible]

[illegible]

L'explication de ces apparences doit évidemment être cherchée dans la manière dont les trajectoires des électrons se concentrent en certaines portions de l'espace, en formant des *caustiques* tout à fait comparables aux caustiques des rayons lumineux, et qui sont, comme elles, les enveloppes des rayons individuels. La discussion ne peut en être faite, faute de connaître exactement les trajectoires individuelles.

III. — *La lumière du faisceau magnéto-cathodique est due surtout à un effet rétrograde.*

Reprenons l'expérience du chapitre I. Si l'obstacle (écran phosphorescent ou tout autre) arrête le filet magnéto-cathodique aux points où il forme les foyers F_1, F_2, F_3, le sillon lumineux tracé dans le gaz est une ligne fine, en réalité un petit cylindre qui a pour section la tache produite sur l'écran, tout le long de son parcours depuis l'ouverture, et *même dans les régions où le filet forme un fuseau creux*. Si au contraire le filet rencontre l'obstacle là où il forme fuseau, le sillon lumineux est large sur toute sa longueur, même là où le filet forme des foyers. Ce sillon n'est donc pas produit par l'illumination du gaz par les rayons incidents, mais consiste en un effet de retour, qui ne dépend que de l'état où se trouve le filet quand il rencontre l'obstacle où il se termine.

De même, quand on observe un faisceau magnéto-cathodique qui donne sur l'écran phosphorescent les figures en V (chap. II), on est surpris de ne pas voir cette structure si caractérisée se montrer suivant la longueur du faisceau dans la partie brillante, en dehors de l'espace obscur pré-cathodique. A la vérité, la photographie en montre quelque chose dans des circonstances favorables, mais la presque totalité de la lumière dans cette région y est étrangère.

Voici du reste la preuve directe de cet effet rétrograde. Dans le cylindre-anode (fig. 5), plaçons une cathode formée d'un fil perpendiculaire au champ, qui est lui-même dans le plan de la figure. Le faisceau forme une nappe d'éclat sensiblement uniforme, depuis l'espace obscur jusqu'à l'anode. Si, dans cette nappe, on met un obstacle, comme un fil normal au plan de la figure et relié à l'anode, on voit ce fil former une ombre noire du côté opposé à la cathode, et une ombre grise du côté de celle-ci jusqu'à l'espace obscur où elle disparaît. Si, au lieu d'un fil, on prend une lame, on voit de même l'ombre noire A, et l'ombre grise B, mais celle-ci n'est obscure que si la [illegible] rayons en deçà de 45°. [illegible] B et la [illegible] de la nappe est [illegible] [illegible] deux lignes grises aux limites de l'espace B.

Il y a donc quelque chose qui revient de l'anode à la cathode en illuminant le gaz[1]; il est vraisemblable

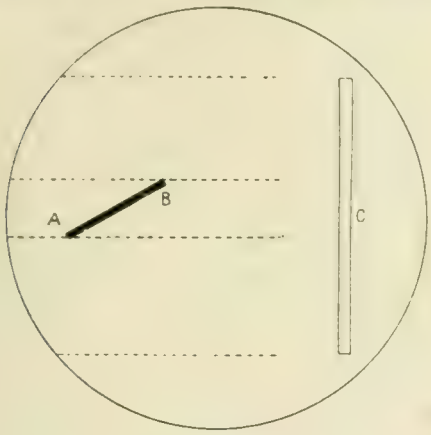


Fig. 5.

que ce sont les rayons cathodiques ayant subi la réflexion diffuse sur l'anode, qui reviennent en hélices serrées.

IV. — *Franges du faisceau magnéto-cathodique.*

L'effet rétrograde dont nous venons de parler est plus intense, et la lumière plus vive, quand l'obstacle où se termine le faisceau porte une charge négative, soit que celle-ci ait été apportée par le faisceau lui-même (cathode secondaire), soit que l'obstacle soit une cathode auxiliaire. C'est un mode de décharge que j'ai nommé action inter-cathodique[2], et qui fera l'objet d'un autre travail. L'éclat lumineux de chaque filet du faisceau sur toute sa longueur, jusqu'à l'espace obscur, dépend alors, d'une manière souvent très marquée, de la phase où se trouve la structure périodique de ce filet au point où il rencontre l'obstacle. Sur la figure 3, on peut remarquer en effet que les petits nuages lumineux sont produits dans le gaz en des régions déterminées des figures en V tracées sur l'écran, qui paraissent correspondre à la plus grande concentration de la lumière phosphorescente.

De là résultent des franges longitudinales qui sillonnent le faisceau magnéto-cathodique, lorsque celui-ci forme une nappe un peu étendue. Ces franges sont parallèles au champ magnétique, et sont donc formées de rayons dont l'intensité lumineuse varie de l'un à l'autre suivant une loi périodique. On les produit aisément en faisant arriver le faisceau sur la paroi de verre de l'ampoule (fig. 6)[1]; elles se produisent aussi très bien quand la cathode et l'obstacle sont deux fils situés dans un même plan, ce dernier étant à un potentiel inférieur de 100 volts environ à celui de l'anode. Enfin l'anode elle-même produit de pareilles franges, mais fort pâles, et qui ne seraient guère visibles sans leurs mouvements caractéristiques.

En effet, toutes ces franges, lorsqu'on fait varier l'intensité du champ magnétique, se déplacent régulièrement, et se succèdent les unes aux autres, en marchant avec des vitesses inégales, de telle sorte qu'elles se resserrent quand le champ augmente. Elles se comportent donc absolument comme font les franges d'interférences quand on passe du rouge au violet. Elles se déplacent aussi, à champ constant, quand on fait varier la position de la cathode ou celle de l'obstacle.

Les mesures faites sur les clichés (particulièrement avec un fil de $1^{mm},5$), montrent que les maxima correspondent à des rayons dont les longueurs sont en progression arithmétique, dont la raison a paraît proportionnelle à $\frac{\sqrt{V}}{H}$; pour 2000 volts et 7000 gauss, on a sensiblement 7^{cm}. La longueur du rayon pour les franges brillantes a paru être un multiple entier de a, mais il n'en serait peut-être plus de même pour d'autres cathodes. Quoi qu'il en soit, on en déduit

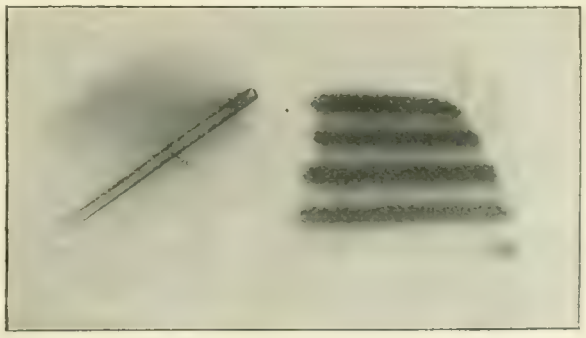


Fig. 6.

aisément le déplacement des franges quand le champ varie. On voit aussi qu'elles sont d'autant plus serrées que la cathode et la paroi forment un angle plus ouvert, et que, à champ constant, si le système éprouve une déformation, les franges se déplacent de manière que la longueur du rayon reste constante.

La raison a n'est autre évidemment que la période de la structure du filet magnéto-cathodique, qui elle-même est le pas moyen p de l'hélice pour les diverses trajectoires qui forment le filet[2]. Il est donc

1. Il est clair que l'ombre grise B nous montre seulement la différence entre l'action de l'obstacle et celle de l'anode qu'il cache. J'ai pris pour obstacle des lames de platine, d'aluminium et de laiton sans constater une différence d'intensité bien sensible. L'ombre A est absolument noire, ne recevant ni rayons directs ni rayons rétrogrades.

2. *Comptes rendus*, 20 juin 1910.

1. Vitre [illegible] 2200 volts, 7.0 [illegible] 2.3 millimètres pression, 17 [illegible] Les franges [illegible] vers 80 μ; elles se produisent bien entre 10 μ et 20 μ, et il est préférable d'employer les [illegible] millimètres.

2. La valeur trouvée [illegible] 7 mm est un peu petite. Après les

[illegible]

V. — *Les rayons magnéto-cathodiques transportent des charges négatives.*

[illegible] plaques reliées à l'anode, et telles que les rayons magnéto-cathodiques soient entièrement reçus par elles, [illegible] que ces plaques recueillent la presque totalité du courant; si les plaques sont isolées, elles [illegible] d'une manière très sensible. [illegible] les plaques se [illegible] les rayons sont donc de véhicule au courant. Sur leur parcours, le [illegible]

Toutefois, ce n'est pas par conduction, mais par convection que les rayons transportent le courant. M. Villard, M. Birkeland et M. Trowbridge ont déjà [illegible] les rayons dans un cylindre de Faraday, sans trouver d'indication [illegible] l'électromètre, à cause, comme ils l'ont pensé avec raison, [illegible] Une autre technique m'a donné, au contraire, une électrisation considérable. Pour diminuer la déperdition, le faisceau intense et de section très réduite est [illegible] en deux compartiments par une cloison de métal, percée d'une fenêtre garnie d'une toile très fine[1]. L'un de ces compartiments contient la cathode, et l'autre la lame. L'anode est au potentiel zéro.

Dans l'hydrogène, la lame, toujours négative, ne prend que quelques volts tant que la pression est sensiblement supérieure à 100 μ. Le vide augmentant, il se fait un changement assez brusque, et la lame prend plusieurs dizaines, puis plusieurs centaines de volts, jusqu'à 1000 v. ou 2000 v. dans certains cas, pour des champs de 2000 g. et des vides de 20 μ. Ce voltage varie dans le même sens que le champ[2]. Si l'on déplace quelque peu la lame, de façon qu'elle ne reçoive plus le faisceau, son potentiel tombe à à quelques volts.

Dans l'air ou dans l'oxygène, les effets sont du même ordre, mais un peu moins considérables[3].

Si l'on remplace la toile métallique par une feuille de métal percée d'une ouverture de la dimension du faisceau, on a des effets un peu moins marqués, qui atteignent pourtant 400 volts avec l'hydrogène[4].

Les expériences de ce chapitre nous montrent que les rayons magnéto-cathodiques transportent, par convection, des charges négatives, ce qui est bien d'accord avec les autres phénomènes étudiés dans ce travail, qui ne peuvent s'expliquer qu'en admettant que ces rayons sont formés de trajectoires hélicoïdales d'électrons. A ce point de vue, les mesures de la période sont tout à fait démonstratives. Les rayons magnéto-cathodiques sont donc formés de rayons cathodiques, mais on peut se demander si le champ magnétique ne donne pas aux électrons des propriétés nouvelles; l'expérience seule peut répondre. L'existence des franges, étudiées au chapitre IV, pourrait faire penser à une périodicité rappelant celle des *accès* de Newton, mais peut-être serait-il possible d'en rendre compte plus simplement.

(Présenté au [illegible] 1911.)

1. [illegible]

2. [illegible]

3. [illegible]

4. [illegible]

Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique

Par A. RIGHI

Université de Bologne. — Laboratoire de Physique.

1. Compléments aux expériences sur les tubes à raréfactions moyennes. — Dans une publication précédente[1], j'ai étudié l'influence du champ magnétique sur la différence de potentiel nécessaire pour que la décharge ait lieu dans l'air à raréfaction moyenne (pression de quelques dixièmes de mm) et avec des électrodes ayant la forme de disques parallèles entre eux. Les résultats de mes mesures très nombreuses furent représentés au moyen de certaines courbes, ayant pour abscisses les intensités du champ magnétique et pour ordonnés les valeurs du potentiel de décharge. Ces courbes donnent une idée très claire des effets dus au champ, et en particulier elles montrent dans quelles circonstances la création d'un champ magnétique fait apparaître la décharge, si auparavant elle n'existe pas, ou la fait disparaître si elle existe déjà. Les mêmes courbes montrent aussi l'existence d'un champ optimum, c'est-à-dire d'une valeur particulière à laquelle correspond le moindre potentiel de décharge. Ce fait, qui n'est pas sans une certaine importance, a été confirmé par M. Bloch[2].

Dans le travail cité je me suis limité, non seulement à un certain ordre de grandeur de la raréfaction, mais aussi à des petites valeurs de la distance entre les électrodes. Une partie de mes nouvelles expériences, et précisément celles relatées dans ce premier paragraphe, se rapportent au cas où la distance entre les électrodes est plus grande que la distance critique.

La disposition expérimentale adoptée est la même que dans les expériences précédentes, sauf quelques modifications de détail.

Comme mes expériences avaient montré que, dans certains cas, le champ produit une augmentation du potentiel de décharge, j'ai eu l'idée que peut-être, si je n'avais observé que des effets très petits avec de grandes distances entre les électrodes, cela dépendait du fait que je n'avais cherché que des diminutions de potentiel. Il fallait donc reprendre l'étude des phénomènes pour les grandes distances. Mes nouvelles recherches ont montré, comme on va le voir, que réellement, pour les distances plus grandes que la distance critique, on observe surtout l'augmentation du potentiel de décharge.

Disques perpendiculaires au champ.

Distance entre les électr. en mm = 0.5		1		8		10		= 15	
C	P	C	P	C	P	C	P	C	P
0	470	0	400	0	550	0	570	0	450
784	409	58	595	546	546	507	766	546	428
500	592	192	590	576	545	1649	570	1200	452
1025	409	546	586	1200	552	2555	580	2010	456
1680	428	884	785	2400	570			2585	440
2460	480	2586	790						
		2586	796						

Disques paralleles au champ

Distance entre les élect. en mm = 0.5		1		= 8		= 10		= 15	
C	P	C	P	C	P	C	P	C	P
0	450	0	400	0	550	0	570	0	470
26	440	102	560	225	552	225	574	155	454
50	420	885	276	714	440	476	470	422	640
162	585	1025	270	1550	540	861	580	570	740
450	570	1545	250	1750	660	1255	680		
524	592	2440	256	1972	740	1545	780		
714	420								
861	440								
1600	490								

J'ai employé le même tube, ayant des électrodes circulaires parallèles entre elles dont l'une est fixe et l'autre mobile à volonté, avec lequel furent exécutées les premières des expériences déjà publiées, et j'ai mesuré le potentiel de décharge pour différentes valeurs de la distance entre les électrodes, et, pour chaque distance, sous l'action de champs plus ou

1. *Rend. de l'Acad. Roy. de Bologne*, 29 Mai 1910. Résumé dans le *Radium*, 7 1910 215.

2. *Le Radium* 8 1911 52.

[illegible]

[illegible] 0,48 mm.

[illegible] correspondant à diverses séries complètes de mesures, montrent l'allure des phénomènes, qu'on relève [illegible] les figures 1 et 2.

[illegible] les courbes C contiennent les

Fig. 1.

[illegible] les P donnent en volts [illegible] de décharge.

[illegible] sont mesurées relative-

Fig. 2.

[illegible]

première se rapporte au premier tableau et la seconde au deuxième.

Dans chaque figure les courbes sont marquées par une des lettres de A à E, qui correspondent aux cinq valeurs, de 0,5 mm à 15 mm données à la distance entre les électrodes. Les courbes A et B se rapportent donc au cas de distances plus petites que la distance critique, car celle-ci est égale à 6 mm environ; ce sont donc seulement les courbes C, D, E qui correspondent au but des expériences auxquelles est dédié ce paragraphe.

Beaucoup d'autres séries de mesures, faites dans des conditions semblables, ont donné des résultats concordants. J'ai tenu devant moi les courbes correspondantes, lorsque j'ai tracé celles des figures 1 et 2, et cela a été très utile chaque fois que les points déterminés expérimentalement se trouvaient être sur une même courbe trop éloignés l'un de l'autre.

Par l'examen des courbes C, D, E, on voit que l'effet principal du champ est une augmentation du potentiel de décharge. Cela est particulièrement marqué dans le cas de la figure 2, dans lequel le tube est placé de manière que les électrodes soient parallèles aux lignes de force magnétique.

La difficulté d'expliquer ces faits au moyen de la théorie généralement admise est évidente.

2. L'explication admise jusqu'ici, et l'explication nouvelle proposée. — Jusqu'à présent on a cherché à expliquer l'influence du champ sur le potentiel de décharge, au moyen du changement de forme des trajectoires parcourues par les électrons. Cette explication me paraît insuffisante pour diverses raisons.

En premier lieu, dans les cas de l'ordre raréfaction, le chemin moyen parcouru par les électrons étant très petit, l'action du champ sur leur mouvement entre deux chocs successifs doit produire des effets peu prononcés; et en tout cas on ne voit pas de quelle manière rendre compte des faits constatés, et particulièrement des diminutions et augmentations de potentiel de décharge, qui en général se présentent quelle que soit l'inclinaison réciproque des lignes de force électriques et des lignes de force magnétiques.

Il faut observer aussi que, pour rendre compte des [illegible] de potentiel employée étant plus petite que le potentiel de décharge, celle-ci se pré- [illegible] le champ magnétique, la théorie admise présuppose que, même lorsque le [illegible] dans le tube un passage de courant inaperçu. Or, non seulement ce passage est peu vraisemblable, mais tous ceux qui ont voulu mettre en évidence ce courant, préexistant à l'action [illegible]

[illegible] J'ai voulu

l'examiner moi aussi avant d'aborder les recherches nouvelles, et dans ce but j'ai réalisé l'expérience suivante.

Ayant mis une des électrodes du tube en communication avec un électromètre à quadrants très sensible (et momentanément avec la terre) j'ai fait communiquer d'une manière fixe l'autre électrode avec un pôle de la batterie d'accumulateurs, dont l'autre pôle était à la terre. En isolant l'électromètre, je n'ai jamais observé la moindre déviation, le potentiel fourni par la batterie étant, bien entendu, inférieur au potentiel de décharge.

En restant dans le domaine des faits il faut donc convenir, que dans le tube il n'y a pas de courant sensible.

Cette constatation, que j'ai fait maintes fois et dans des conditions variées, et qui s'accorde avec celles d'autres physiciens, nous met dans cette alternative, ou d'abandonner la théorie usuelle, ou de s'obstiner à admettre une propagation d'électricité précédant la création du champ, bien qu'on ne puisse réussir à la démontrer par expérience.

Il ne faut pas toutefois oublier ce que j'ai énoncé dans mon précédent travail, c'est-à-dire que, au moment où le tube est introduit dans le circuit, on a un courant de courte durée, révélé par le galvanomètre, si cet instrument est inséré dans une des communications entre le tube et la batterie. Je pense que ce courant a pour effet la production d'ions positifs accumulés près de la cathode et d'ions négatifs près de l'anode.

Donc, bien qu'il n'existe pas encore de courant dans le tube, aux électrodes duquel est appliquée une différence de potentiel moindre que celle qui est nécessaire à la production de la décharge, il se trouve toutefois dans des conditions différentes de celles qui existaient avant de le placer dans le circuit. Je reviendrai plus bas sur ce fait, qui selon moi a une connexion intime avec les effets produits par le magnétisme.

N'ayant pas de confiance dans la théorie ordinaire, j'ai voulu examiner si l'hypothèse avancée déjà dans mon précédent travail, suivant laquelle le champ magnétique serait dans certaines circonstances une cause d'ionisation, se prêtait assez bien à l'explication des phénomènes.

Cette hypothèse ne me paraît pas manquer de base. En effet, de même que le champ magnétique, sous certaines conditions, peut augmenter ou diminuer la stabilité des couples tournants électron-ion positif, que j'ai imaginés pour rendre compte des phénomènes présentés par les rayons magnétocathodiques (ou rayons magnétiques), il pourra modifier d'une manière analogue les trajectoires des électrons qui font partie de la structure des atomes, et précisément les rendre plus larges, s'il agit suivant certaines directions. Un exemple aidera à la clarté. Considérons dans un atome un électron qui tourne circulairement, et créons un champ magnétique perpendiculaire au plan de sa trajectoire, et dirigé de manière que la force électromagnétique qui agit sur l'électron soit dirigée du centre de la trajectoire vers l'extérieur. Cette force tendra évidemment à éloigner l'électron, et si elle a une intensité suffisante elle pourra, sinon le rendre libre, du moins lui permettre de se séparer sous l'action d'une perturbation extérieure même très faible. Un champ électrique qui existe en même temps que le champ magnétique pourra faciliter ce résultat, en dehors du cas particulier où la force électrique agissant sur l'électron tend à le pousser vers le centre de l'atome.

Je n'ai pas du tout la prétention de croire que les faits déjà connus, et ceux que je vais décrire dans la suite de ce mémoire, donnent la démonstration de la vérité contenue dans cette hypothèse; mais il me semble que ces faits présentent un accord assez satisfaisant avec les conséquences qu'on peut en tirer. En tout cas elle a été pour moi l'hypothèse inspiratrice des nouvelles recherches.

Comme l'accumulation d'ions près des électrodes, dont j'ai parlé plus haut, crée près de leur surface un champ électrique, pendant que dans les autres régions du tube le champ est très petit ou nul, il me paraît vraisemblable que ce soit là surtout que le champ magnétique expliquera son action ionisante. Toutefois c'est surtout près de la cathode, que la supposée *magnéto-ionisation* tend à provoquer dans le tube la décharge durable. En effet, les électrons créés de cette manière, ou du moins ceux d'entre eux qui échappent à une neutralisation immédiate par union à des ions positifs, acquièrent bientôt une vitesse considérable; ceux, au contraire, qui sont créés près de l'anode, sont bientôt absorbés par elle sans coopérer à la décharge.

Ayant adopté à titre d'essai ce point de vue, il devenait nécessaire de s'assurer encore mieux de l'existence de ces couches d'ions, et se rendre compte de la manière dont elles se produisent, et des effets auxquels elles peuvent donner lieu.

3. Courant ou décharge de polarisation. — La production d'ions, qui restent dans le tube pendant qu'une différence de potentiel, moindre que celle nécessaire à la décharge, est établie entre ses électrodes, a été déduite de la constatation d'un courant de très courte durée, qui se manifeste au moment où l'on établit les communications entre le tube et la batterie, et des caractères que présente ce courant. Ces caractères sont les suivants. Si l'on interrompt le circuit pour un temps très court, pour le fermer aussitôt, ledit courant ne se reproduit pas; mais on l'obtient si l'interruption n'est pas de courte durée,

[illegible] interruption, on obtient un courant beaucoup plus intense qu'à la simple fermeture du circuit.

Il me semble que, pour l'explication de ces phénomènes, [illegible] les rares électrons libres, éventuellement contenus dans le [illegible] par la cathode, déterminent, dès que le circuit est fermé, [illegible] suivant le procédé bien connu, en ionisant par choc des molécules. Parmi les ions positifs créés de cette manière, ceux qui ne restent pas neutralisés par des électrons se portent vers la cathode, pendant que les électrons et les ions négatifs (produits par la réunion d'électrons avec des atomes) se portent vers l'anode. Le champ électrique diminue dès lors dans le gaz, et finit par devenir nul (sauf sur les électrodes), avec suspension des phénomènes, si la différence des potentiels des deux électrodes est assez petite. Le passage du courant est donc promptement arrêté.

Les conditions des deux électrodes sont, sous un certain point de vue, analogues à celles d'électrodes plongées dans un électrolyte et polarisées par un courant. [illegible] lorsque, après [illegible] les communications entre la batterie et les électrodes, on met celles-ci en communication avec le galvanomètre ; et c'est ce qu'on observe en effet.

[illegible] avant d'être mis en relation avec le galvanomètre.

[illegible] On voit ainsi combien est rapide la formation des couches d'ions. [illegible] diminue à électrodes isolées, il suffit de mesurer la [illegible] les résultats obtenus dans une des nombreuses séries de mesures que j'ai effectuées. J'ai employé un tube (qui sera décrit plus tard) ayant une cathode cylindrique constituée par une lame d'aluminium appliquée contre la paroi, et une anode d'aluminium, cylindrique aussi et concentrique. Au temps t, on donne successivement les valeurs numériques (en secondes), indiquées dans la première ligne du tableau suivant, dont la deuxième ligne contient les déviations galvanométriques correspondantes d. Le temps t_1 fut constamment 50 secondes.

t	1	5	10	30	60	1 0	2 0
d	52	48	45,5	42	39	35	32

La pression de l'air dans le tube était un centième de millimètre ; la batterie donnait 2450 volts.

La courbe de la figure 5, qui a été tracée en prenant t comme abscisse et d comme ordonnée, montre

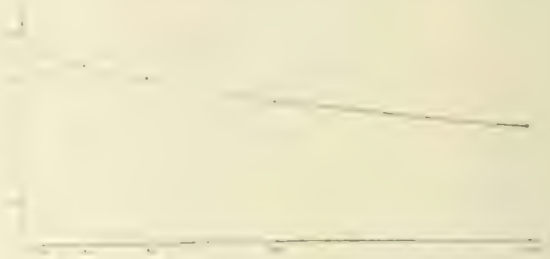


Fig. 5

comment la provision des ions dans le tube diminue, d'abord très rapidement, puis de plus en plus lentement. J'ai obtenu des courbes semblables avec des tubes d'autres formes et dans des conditions variées.

La destruction graduelle des couches d'ions contiguës aux électrodes a lieu vraisemblablement par voie de neutralisations réciproques entre eux, ou entre les ions et les électrodes. Il y a donc lieu de prévoir qu'un champ magnétique puisse expliquer son influence, à cause par exemple du changement de forme des trajectoires des électrons. Des expériences instituées dans ce but ont confirmé cette influence.

J'ai employé un inverseur à cuves à mercure bien isolées[1], par lequel il était possible de faire communiquer les électrodes soit avec les pôles des accumulateurs, soit avec le galvanomètre. Généralement je tenais pendant une demi-minute le tube en connection avec la batterie, puis je l'isolais pendant 10 sec. avant

[1] [illegible]

de le faire communiquer avec l'instrument de mesure, qui, par sa déviation, mesurait la quantité d'ions encore existants. Pendant cette période de 10 sec., alternativement ou il n'y avait pas de champ, ou bien le champ agissait. J'ai toujours observé dans cette dernière condition une déviation plus petite. Voici, par exemple, quelques mesures, effectuées avec un tube cylindrique ayant deux disques perpendiculaires à l'axe du tube comme électrodes, dont le diamètre était à peine inférieur à celui du tube. Leur distance était 2 cm, et l'air avait la pression de 0,02 mm. Un champ de 5540 gauss dirigé parallèlement aux disques pouvait être créé au moment désiré.

Tandis que sans champ magnétique la déviation était 23,9, elle se réduisait à 6,9 lorsque pendant les 10 sec. d'isolement le champ était en action.

J'ai fait des expériences semblables successivement avec cinq autres tubes, ayant des formes très différentes, avec des pressions variées de l'air intérieur, et le résultat, bien que rarement aussi marqué que dans le cas rapporté, a été substantiellement le même, c'est-à-dire que j'ai toujours constaté que le champ accélère la neutralisation des ions dans le tube. J'ai constaté la diminution de la déviation même après avoir fait tourner de 90° la direction du champ.

Admettant ce résultat comme général, on voit qu'il n'est pas toujours d'accord avec la prévision basée sur les déviations, dues au champ, des électrons en mouvement, car, dans c rtains cas, ces déviations devraient retarder la neutralisation des charges.

On explique, au contraire, assez bien la plus rapide disparition des ions sous l'action du champ, si l'on admet l'hypothèse nouvelle que j'ai proposée, c'est-à-dire l'ionisation due au champ particulièrement près de la cathode.

Je donnerai prochainement la seconde partie de ce travail.

[Manuscrit reçu le 1er Avril 1911.]

Sur des rayons de longueurs d'onde extrêmement grandes émis par la lampe à mercure en quartz

Par H. RUBENS et O. von BAEYER

Université de Berlin. — Laboratoire de Physique.

La pénétration dans le spectre, du côté des grandes longueurs d'onde, est très difficile par l'emploi de sources dont le rayonnement est purement thermique. Si la source de chaleur ne possède pas de propriétés sélectives, l'intensité du rayonnement dans l'étendue du spectre infra-rouge décroît avec la quatrième puissance de la longueur d'onde. Cette intensité de rayonnement croît, il est vrai, proportionnellement à la température de la source, mais l'énergie totale du corps rayonnant, duquel on sépare ce rayonnement partiel, croît beaucoup plus vite, proportionnellement à la quatrième puissance de la température absolue. Il y a, par suite, à peine avantage à élever la température de la source.

Dans le spectre de grandes longueurs d'onde, le manchon Auer s'est comporté comme la source de chaleur la plus avantageuse, parmi celles de caractère purement thermique, à cause de ses propriétés sélectives très favorables. Mais avec le manchon Auer, on n'est pas arrivé, jusqu'à maintenant, à séparer des rayons de longueur d'onde notablement supérieure à 100 μ.

Dans ce qui suit, nous exposons les recherches que nous avons faites pour étendre la connaissance du domaine infra-rouge, en nous servant de sources lumineuses où le rayonnement est émis par un gaz incandescent. De telles sources lumineuses sont extrêmement sélectives, même si leur rayonnement est purement thermique. Mais il faut, en outre, compter avec la possibilité d'un rayonnement luminescent infra-rouge.

La méthode que nous avons employée est absolument identique à celle employée récemment par M. Wood et l'un de nous, pour isoler des rayons de grandes longueurs d'onde, et qui a été décrite dans *Le Radium*, 1911, p. 44. Cette méthode repose sur l'emploi de lentilles de quartz qui, par suite de l'extraordinaire différence d'indices pour les rayons calorifiques de chaque côté du domaine d'absorption dans le quartz (1,50 au lieu de 2,14), peuvent être disposées de manière à concentrer le rayonnement à grande longueur d'onde sur un diaphragme donné, les rayons calorifiques ordinaires étant dispersés. La méthode s'appuie, en outre, sur l'absorption sélective du quartz et sur l'effet de certains écrans placés au centre du faisceau. (Pour avoir plus de détails sur les particularités de la méthode et des appareils employés, se reporter au mémoire cité plus haut.)

Comme sources, nous avons d'abord employé de puissantes étincelles condensées entre électrodes de

[illegible] Il ne nous est jamais arrivé d'avoir un rayonnement sensible dans la portion considérée des grandes longueurs d'onde. Nous [illegible] en employant un arc à électrodes de charbon, aussi bien avec des charbons Bremer qu'avec des charbons à âme de fer, quand la recherche était limitée au rayonnement de l'arc même. Cependant, nous recevions dans ces deux derniers cas, de petites impulsions irrégulières dans notre microradiomètre, qui provenaient sans doute du rayonnement à grande longueur d'onde ; mais il n'est pas [illegible] que ce rayonnement soit dû à des particules solides émises par l'arc. Les effets observés n'étaient ni suffisamment réguliers, ni suffisamment intenses pour permettre une étude plus approfondie.

En employant une lampe à mercure en quartz, nous avons eu un rayonnement de grande longueur d'onde, relativement très intense, en particulier en augmentant la consommation d'énergie dans la lampe[1]. Pour un débit de 4 ampères sous 100 volts, sur un arc d'environ 80 mm, nous avions une impulsion de plus de 50 mm. à notre microradiomètre. Même quand la lampe brûlait longtemps, la déviation restait tellement constante, qu'on pouvait la mesurer à des fractions de centième.

Quelques recherches préliminaires nous apprirent que le rayonnement de la lampe à mercure observé [illegible] dans des conditions très différentes de celui du manchon Auer, dont la longueur d'onde

[illegible]	[illegible]	D_1	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	12.5	[illegible]		[illegible]
[illegible]	[illegible]	5.5	[illegible]	30.5	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	5.7	[illegible]	22.5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]		
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	9.0	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	65.7
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	52.2	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	16.0	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	79.0
[illegible]	[illegible]	[illegible]	11	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]		[illegible]	[illegible]	60.5	62.7
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

1. [illegible]
2. [illegible]

moyenne était, dans les mêmes conditions, d'environ 107 μ. Nous avons trouvé, par exemple, qu'une lame de quartz, de 14,66 mm. d'épaisseur, laisse passer environ 46.6 pour 100 du rayonnement isolé, quand on se sert de la lampe de mercure, et seulement 21.7 pour 100, quand on emploie le manchon Auer.

Dans le tableau ci-dessus, on a rassemblé, pour un grand nombre de substances, la transparence des rayons isolés, au moyen de lentilles de quartz, par l'emploi des deux sources lumineuses : D_1 pour le manchon Auer, D_2 pour la lampe de mercure.

Le tableau contient, dans la colonne D_3, la transparence pour les mêmes substances, des rayons de la lampe à mercure filtrés à travers une lame de quartz amorphe de 2 mm d'épaisseur. Il est évident que le rayonnement de la lampe à mercure doit se composer de deux parties, l'une provenant des parois chaudes de quartz et l'autre émise par la vapeur de mercure. Pour purifier cette dernière portion, nous avons d'abord employé un filtre de quartz fondu.

Plus tard, nous avons trouvé qu'un filtre de carton noir était encore meilleur pour l'isolement du rayonnement partiel envoyé par la vapeur de mercure. Nous avons donné dans la dernière colonne D_4 du tableau, le résultat des mesures de transparence obtenues en employant comme filtre un carton noir de 0,38 mm. à la place du quartz amorphe.

L'examen du tableau montre immédiatement que pour la même substance, les valeurs de D_1 D_2 D_3 D_4 vont en croissant. Comme il s'agit ici de substances comme le quartz, la fluorine, le sel gemme et la sylvine, dont le domaine d'absorption se trouve vers les longueurs d'onde relativement courtes, cet accroissement indique une augmentation de la longueur d'onde moyenne du rayonnement considéré. Il est aussi à remarquer que le rayonnement émis par la lampe à mercure possède une longueur d'onde moyenne plus grande que celui émis par le manchon Auer et que, filtré à travers du papier noir, sa longueur d'onde moyenne est supérieure à celle du rayonnement filtré à travers du quartz amorphe. Les propriétés du papier noir ou du carton noir conduisent encore plus [illegible] aux mêmes conclusions, car dans de tels milieux, l'affaiblissement du rayonnement provient surtout de la diffusion et la transparence doit croître fortement avec la longueur d'onde.

Mais l'augmentation de la longueur d'onde moyenne, qui provient du rayonnement de la lampe à mercure par l'intercalation de filtres de quartz amorphe ou de carton noir, repose à notre avis, sur ce que le rayonnement à grande longueur d'onde des parois de quartz qui se comporte comme celui du manchon Auer, est absorbé à travers les filtres beaucoup moins que le rayonnement à petite longueur d'onde de la vapeur de mercure.

L'extraordinaire transparence du quartz pour les rayons considérés ici est du plus haut intérêt. Si on calcule, d'après les transparences pour une lame de quartz de 41,7 mm d'épaisseur, taillée normalement à l'axe, la constante d'absorption :

$$q = \frac{1}{d} \log_{nat} \frac{100}{D},$$

où d désigne l'épaisseur de la lame en millimètres, D, la transparence corrigée de la perte par réflexion, on trouve pour la série de rayons employés ici :

$$q_1 = 0{,}044 ; q_2 = 0{,}026 ; q_3 = 0{,}0089 ; q_4 = 0{,}0057$$

On voit que les rayons de la lampe à mercure filtrés à travers du carton noir doivent traverser une lame de quartz environ 8 fois plus épaisse pour que leur intensité d'émission soit diminuée dans le même rapport que celle des rayons émis par le manchon Auer. Les proportions sont les mêmes pour le quartz amorphe ; pourtant le pouvoir absorbant pour ces sortes de rayons est environ 20 fois plus grand que pour le quartz cristallisé.

Le verre et le mica semblent appartenir au groupe de substances comme la fluorine, le sel gemme, la sylvine dont la région d'absorption est située à une longueur d'onde inférieure à 100 μ. La forte transparence des corps isolants connus, la paraffine, l'ébonite et l'ambre, ne présente rien de surprenant, pas plus que la faible absorption du diamant et du sélénium.

L'eau possède, pour les radiations émises par la lampe à mercure, surtout après filtration à travers du quartz amorphe ou du carton noir, un pouvoir absorbant beaucoup plus faible que pour les radiations émises par le manchon Auer. De même, la réflexion à la surface de l'eau ne peut pas être très considérable, car les valeurs de la constante d'absorption q calculées sans tenir compte du pouvoir réflecteur à l'aide des résultats donnés par deux épaisseurs différentes concordent suffisamment, ce qui serait impossible s'il y avait une perte notable par réflexion.

Il faut donc admettre, par suite, que l'eau possède encore pour cette région du spectre, un indice faible qui se rapproche davantage de la valeur observée dans le spectre visible que de la racine carrée de la constante diélectrique pour les oscillations lentes.

Comme les mesures d'absorption ne peuvent donner aucun résultat quantitatif sur la longueur d'onde moyenne de la radiation observée, nous avons cherché à mesurer les longueurs d'onde avec l'interféromètre déjà souvent employé[1]. Les courbes d'interférence obtenues sans l'emploi de filtres avec la lampe à mercure en quartz, montrent un caractère très irrégulier. On reconnaissait toujours qu'une radiation de longueur d'onde moyenne à peu près égale à celle donnée par le brûleur Auer par cette méthode, formait la partie principale de la radiation examinée. Mais déjà par l'introduction d'une lame de quartz de 15 mm, la courbe changeait aussitôt. Le premier minimum qui avait lieu pour des rayons non filtrés lorsque l'épaisseur de la lame était d'environ 5 divisions du tambour (26 μ), se produisait pour une épaisseur d'environ 8 divisions. En portant l'épaisseur de la lame de quartz interposée à 42 mm, le premier minimum se produisait alors pour une distance des lames de l'interféromètre d'environ 13 divisions (65 μ).

En même temps la courbe d'interférence présentait une forme beaucoup plus continue. Les maxima et les minima irréguliers, observés au début, avaient presque complètement disparu et à côté du minimum cité plus haut pour 13 divisions, il se produisait plus loin dans plusieurs séries d'expériences un maximum faiblement marqué.

Une telle courbe d'interférence est représentée dans la figure (courbe a). La courbe b a été obtenue après

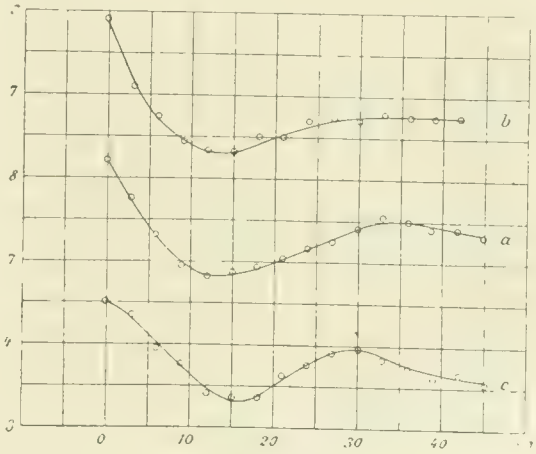


Fig. 1.

l'intercalation d'une lame de quartz amorphe de 2 mm d'épaisseur et la courbe c par l'interposition d'une lame de carton noir de 0,4 mm. La courbe c montre le plus nettement, le caractère ondulatoire. Le minimum se trouve pour 15 divisions, et le maximum, vers 30 divisions, est un peu plus fort que dans les autres courbes. Une détermination exacte de ces points est extrêmement difficile, même dans cette courbe. On a en tout cas, le droit d'admettre que le rayonnement filtré à travers du carton noir contient une plus grande proportion des rayons de grande longueur d'onde que celui qui a été filtré dans du quartz. Nous avions tiré cette conclusion des résultats du tableau d'absorption.

Les résultats des mesures à l'interféromètre ne permettent pas de résoudre la question de savoir s'il s'agit, dans ce rayonnement à grande longueur d'onde, de plusieurs radiations homogènes de lon-

1. Une division du tambour de l'interféromètre vaut 5,25 μ.

[illegible] purement thermique.

[illegible] par la vapeur de mercure, a une longueur d'onde moyenne d'environ :

$$[illegible] \; 314\,\mu \; \text{ou à peu près } \frac{1}{3} \text{ mm}$$

Pour prouver que cette radiation de longueur d'onde extraordinairement grande est émise par la vapeur de mercure et non par le tube de quartz de la lampe, on peut encore faire le raisonnement suivant : il a été dit, au début, que l'intensité du rayonnement d'un corps noir décroît avec la quatrième [illegible] de la longueur d'onde; le quartz amorphe qui, vers $\lambda = 100\,\mu$, se comporte comme un corps noir, émet donc, pour les longueurs d'onde trois fois plus grandes, la 81e partie de l'énergie qu'il émet vers $100\,\mu$. Mais un tel rayonnement faible ne peut pas être observé pour la température relativement basse de l'enveloppe de quartz. Nous avons pu montrer aussi expérimentalement que le rayonnement observé, de grande longueur d'onde, vient de la vapeur de mercure même, en mesurant l'intensité du rayonnement, peu de temps avant ou après l'interruption du courant de la lampe. En introduisant un filtre de carton, l'intensité du rayonnement tombait, immédiatement après l'ouverture du courant, à environ 50 pour 100 de la valeur initiale, et diminuait ensuite lentement. En faisant la même expérience, sans interposer de filtre, on ne pouvait remarquer une diminution que d'environ 50 pour 100, après l'ouverture du courant.

On peut considérer comme démontré le fait que la lampe en mercure incandescente émet un rayonnement de grande longueur d'onde; il reste à savoir s'il s'agit d'un rayonnement thermique ou d'un rayonnement de luminescence[1]. D'après les mesures de MM. Küch et Retschinsky[2], la température dans la vapeur de la lampe à mercure, sous haute tension, peut atteindre plusieurs milliers de degrés. Dans ce cas, il n'est pas impossible que ce soit un rayonnement thermique de grande longueur d'onde, si la vapeur de mercure possède, dans cette région du spectre, une absorption sélective considérable.

Le résultat essentiel des recherches ci-dessus est d'avoir isolé, du rayonnement de la lampe à mercure, les rayons d'environ 0,3 mm de longueur d'onde, avec une intensité suffisante pour rendre possible l'étude de leurs propriétés. On étend ainsi l'infrarouge d'une octave et demie.

Manuscrit reçu le 25 mars 1911.

Traduit de l'allemand par Jules Roux.

1. [illegible]

2. Küch et Retschinsky. *Ann. d. Phys.*, 22 (1907) [illegible].

Sur la réalisation d'un rayonnement matériel d'origine purement thermique. Cinétique expérimentale

Par L. DUNOYER

[illegible]

Au cours des recherches que j'ai publiées ici [illegible] particulier, j'avais remarqué que lorsqu'on distille [illegible]

L'étude de ce phénomène m'a conduit à fixer une technique qui permet d'isoler un faisceau de particules matérielles, probablement de molécules, animées de vitesses toutes parallèles entre elles. Ce [illegible] en somme, ce que M. Poincaré a appelé un gaz à une dimension. Ce véritable rayonnement [illegible] se propage en ligne droite dans le vide et peut donner des ombres parfaitement nettes après un parcours assez long. Je ne connais pas encore [illegible] mais j'ai pu le réaliser [illegible] d'une vingtaine de centimètres. [illegible] est de décrire le phénomène et d'indiquer les principales directions qu'il semble ouvrir à des recherches expérimentales [illegible].

1. [illegible]

1. Disposition d'une expérience. — La disposition la meilleure est celle que représente la figure 1. Le tube ABC, en verre de Thuringe, lavé, une fois fini, à l'acide chromique, puis à l'eau distillée et séché, comporte trois compartiments A, B, C séparés par les deux cloisons D et E, qui sont percées de deux petits diaphragmes circulaires, ayant de 2 à 5 millimètres de diamètre. L'extrémité inférieure du tube communique elle-même par un capillaire avec un réservoir F. On peut faire le vide par le tube latéral G.

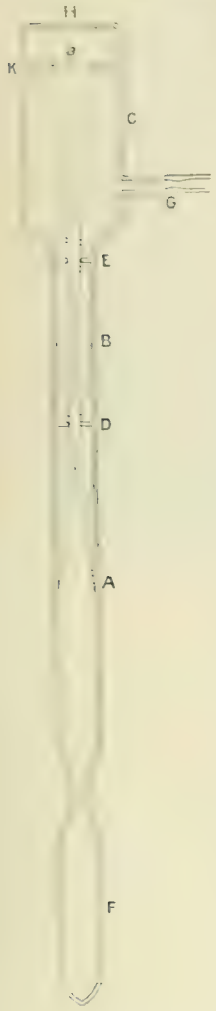


Fig. 1.

On commence par mettre un peu du corps à volatiliser, déjà suffisamment pur, dans le tube F, ce tube étant ouvert par le bout. On l'étire, puis on soude le tube latéral G sur la canalisation de la pompe à mercure. Il est bon d'intercaler sur cette canalisation un petit tube contenant quelques feuilles d'or pour arrêter les vapeurs de mercure. On fait le vide en chauffant les parois, sauf le tube F, vers 500°, avec un bunsen. Au bout de trois quarts d'heure au plus la jauge de Mc Leod n'indique plus aucune pression mesurable ; la pression est inférieure en tous cas à un vingt millième de millimètre de mercure, si le corps à vaporiser est suffisamment peu volatil à la température ordinaire. On laisse refroidir les parois, puis on chauffe le tube F au moyen d'un petit four électrique, en protégeant les parois du tube A qui doit rester froid. J'ai continué à trouver très pratique les petits fours en verre que j'ai antérieurement décrits (*loc. cit.*) parce qu'ils permettent de voir s'il se produit des dégagements gazeux obligeant à modérer le chauffage, comme c'est de règle avec le sodium à une certaine température. Pendant la distillation on fait continuellement marcher la pompe (pompe Gaëde). On obtient finalement sur les parois inférieures du compartiment A un dépôt suffisamment épais. On scelle alors le capillaire et on enlève le tube F. Il peut être utile de signaler que le verre qui a été bruni fortement par l'attaque d'un métal alcalin devient très fragile quand on le réchauffe. Lorsqu'on distille du potassium et surtout du sodium, moins volatil, le capillaire est généralement très attaqué. Il faut donc procéder au scellement avec quelque précaution. L'attaque de la paroi interne ne gêne d'ailleurs nullement pour obtenir un scellement parfait.

L'opération précédente fait passer en A un corps pur, susceptible d'être chauffé sans émettre d'autre gaz que sa vapeur. Les parois des compartiments B et C sont parfaitement limpides et ne portent la trace d'aucun dépôt.

On chauffe alors au four électrique le compartiment A ou de préférence, la partie intérieure de ce compartiment. On protège par un écran d'amiante, mis par-dessus le four et traversé par le tube, les compartiments supérieurs, dont les parois restent tout à fait froides jusqu'au niveau du diaphragme D. Si l'on a mis en A du sodium on chauffe par exemple vers 400°. On constate qu'il se forme rapidement sur les parois du compartiment B un dépôt dont l'épaisseur diminue et devient nulle en descendant de E en D. Sur les parois de C on n'observe *aucun* dépôt, sauf à l'extrémité H. On observe là une *tache circulaire à contours très nets*. S'il se trouve un obstacle interposé telle qu'une petite tige de verre *a* traversant le tube, cette tige porte ombre sur la paroi avec une absolue netteté.

2. Caractères du phénomène. — Cette expérience, que j'ai répétée un grand nombre de fois en variant la forme des tubes (au lieu de deux diaphragmes on peut remplacer les compartiments A et B par un simple tube de petit diamètre, 3 ou 4 millimètres, soudé sur le tube C ; mais la définition du faisceau est moins bonne comme l'expérience et la théorie s'accordent à le montrer), — cette expérience prouve d'abord que la matière en mouvement qui va former le dépôt H ne contourne pas les obstacles, comme le ferait ce qu'on a l'habitude d'appeler un jet de gaz qui formerait des remous derrière eux de manière à ne pas laisser d'espace vide.

De plus il est facile de reconnaître que la propagation de cette matière se fait en ligne droite. Si l'on cherche à faire coïncider en projection l'ombre portée par la tige de verre et cette tige elle-même, on reconnaît que le plan défini par un bord de l'ombre et le contour apparent correspondant de la tige est tangent aux bords des deux diaphragmes D et E. L'expérience est encore plus nette si l'on cherche à faire passer le rayon visuel par l'extrémité d'une tige ne traversant pas complètement le tube et par l'ombre de cette extrémité.

On peut également chercher à faire coïncider en projection le bord de la tache circulaire H et le bord correspondant du diaphragme E. On constate que le rayon visuel passe par le bord opposé du diaphragme D.

De plus le dépôt présente deux zones concentriques

[illegible] plus [illegible] au travers [illegible] se trouve la ligne de démarcation, d'autant plus que [illegible] nettement [illegible] bord de la tache. Dans [illegible] que le bord de la tache est l'intersection avec la paroi, du cône qui [illegible] diaphragmes D et E et dont le sommet entre eux, il est naturel de penser que la partie centrale correspond à l'autre cône défini par les deux diaphragmes. Il est clair que si de la matière se propage à l'intérieur de ces deux cônes, la densité du dépôt sera plus grande dans la partie commune.

La [illegible] de matière en mouvement qui sort du volume de vapeur est donc entièrement défini par les deux diaphragmes. Les objets renfermés dans le compartiment C ne modifient en rien le dépôt produit [illegible] se trouvent en dehors des limites géométriques du faisceau. Si par exemple on dispose un diaphragme excentré en K, le contour du dépôt comprend deux parties : l'une qui est très nettement l'ombre du bord du diaphragme K, pour la portion de ce bord qui traverse le faisceau, l'autre qui est une portion de l'intersection de la paroi du tube et du faisceau non modifié.

La figure 2 reproduit une photographie de la tache [illegible] semblable au précédent et

[illegible] volume. Une petite baguette de verre [illegible] K.

[illegible] dépôt peut [illegible] petits [illegible] sur la [illegible]

figure 3, l'ombre de deux grillages formés de baguettes de verre croisées, obtenue au moyen du tube

Fig. 3.

représenté par la figure 4. Un accident arrivé au tube à la fin de sa fabrication a eu pour résultat que toutes les petites tiges de verre se sont tordues de manières variées, de sorte que certaines ne laissaient entre elles qu'un intervalle très étroit, de quelques dixièmes de millimètre. On voit, par exemple en *b*, que les dépôts obtenus par projection à travers ces petits interstices ne le cèdent pas en netteté aux dépôts de plus [illegible] surface.

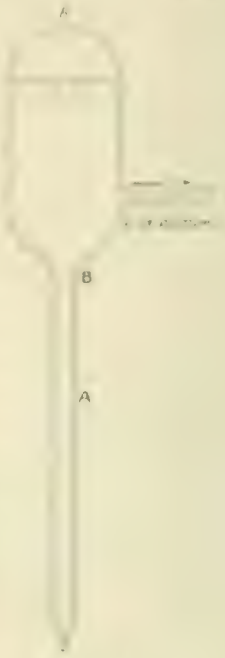


Fig. 4.

[illegible] ne possédant pas de diaphragmes. Leur rôle était joué par la portion [illegible] AB du tube étroit. Il est clair que le faisceau [illegible] ainsi défini de cette manière. De [illegible] un dépôt [illegible] la surface du [illegible] le tube étroit sur une longueur [illegible] grande que la partie AB qui [illegible] l'ouverture du cône de projection fût assez courte et [illegible] Il est alors assez difficile [illegible] Il peut [illegible] la [illegible] faire un peu partout sur les parois

du tube sous forme d'un dépôt bleuté transparent. En d'autres termes les conditions géométriques définissant le faisceau sont de moins en moins bien définies à mesure que la partie AB est plus courte. Aussi l'ombre du grillage est-elle un peu moins pure que celle qui est reproduite par la figure 2.

J'ai cherché à voir jusqu'à quelle distance de parcours on peut obtenir des ombres nettes. Pour porter ombre j'employais une tige de verre telle que *t* fig. 5 ne traversant pas complètement le tube. Plusieurs

Fig. 5.

tubes analogues, mais de longueurs différentes étaient soudés les uns aux autres de manière à réaliser des conditions de pression identiques. Dans le plus long, mesurant 15 centimètres dans sa partie large, l'ombre de la tige de verre *t* était encore parfaitement nette. On peut même dire qu'il n'y avait pas de différence marquée entre les différentes ombres. Le tube le plus court mesurait 6 centimètres. La distance des tiges *t* au sommet des tubes était sensiblement la même pour tous les tubes et égale à 2,5 cm. J'ai essayé également de produire des ombres au moyen de tiges de verre *t'* soudées près de l'orifice des tubes canalisants. Les ombres en étaient naturellement moins nettes; de telles ombres doivent même disparaître entièrement pour une certaine distance puisque la source de rayonnement est plus large que l'obstacle. Pour le tube le plus long l'ombre de cette tige, en effet, n'a pas été du tout observable. D'ailleurs pour fixer les distances maxima qu'il est possible de réaliser, soit entre la source de rayonnement et l'obstacle, soit entre l'obstacle et la paroi sur laquelle il doit porter ombre, il faudrait reprendre l'expérience en employant le dispositif des diaphragmes, nettement supérieur au tube étroit.

3. Interprétation. — L'expérience met en évidence d'une manière irréfutable que la matière qui constitue le dépôt terminal s'est propagée en ligne droite à partir de la masse de vapeur. L'idée la plus simple qui se présente à l'esprit est que le phénomène est dû à l'agitation des molécules mêmes de vapeur dont le mouvement peut ainsi être rendu sensible.

Les molécules de vapeur qui se trouvent dans l'espace chauffé, A, sont agitées en tout sens avec une vitesse moyenne d'agitation thermique qui correspond à la température de cette vapeur. Par exemple pour la vapeur de sodium à 400°, cette vitesse sera de 565^{m} par seconde environ si la vapeur de sodium est diatomique ou 795^{m} si elle est monoatomique, puisque la vitesse est proportionnelle à la racine carrée de la température absolue et inversement proportionnelle à la racine carrée du poids moléculaire et que la vitesse des molécules d'hydrogène à 0° est d'environ 1850 mètres par seconde. Après un certain nombre de chocs, certaines de ces molécules passent par le diaphragme D. En fait, comme on ne chauffe pas jusqu'au diaphragme, les vitesses de ces molécules forment un faisceau conique d'ouverture moindre que π s'appuyant sur D, comme l'indique la figure. Parmi ces molécules la plupart tombent sur la paroi du compartiment B où elles doivent former un dépôt d'autant plus épais qu'on s'approche davantage de l'axe du tube, c'est-à-dire du diaphragme E. On s'explique d'ailleurs que le plus grand nombre des molécules parties de A avec une vitesse voisine de l'axe du tube conservent inaltérée la direction de leur vitesse, car les molécules qui sortent de D ont déjà des vitesses peu inclinées les unes sur les autres, et les molécules qui auraient rebondi sur la face inférieure du diaphragme E semblent seules pouvoir troubler un peu le mouvement de celles qui se dirigent suivant l'axe. Celles-là traversent donc en général le second diaphragme ainsi que toutes celles dont les vitesses, au sortir du volume de vapeur, étaient comprises dans l'un des cônes définis plus haut. Leurs vitesses sont alors presque parallèles et le nombre des chocs mutuels devient extrêmement petit; de plus les quelques rencontres mutuelles qui se produisent doivent modifier très peu les directions des vitesses. Ces molécules, ne rencontrant pas non plus de molécules de gaz étranger en nombre appréciable, continuent leur chemin en ligne droite sur un parcours qui doit être de l'ordre du chemin moyen des molécules du gaz résiduel, c'est-à-dire de plusieurs dizaines de centimètres aux pressions où j'ai opéré. En fait j'ai obtenu, comme je l'ai dit, des ombres très nettes après un parcours d'une vingtaine de centimètres. Je n'ai pu encore essayer des tubes plus longs.

Que se passe-t-il quand les molécules arrivent sur la paroi terminale? En s'inspirant des conceptions de la théorie cinétique des gaz, on peut penser que les molécules de vapeur, rencontrant dans des conditions

[illegible] provoque, de la manière habituelle, la condensation [illegible]

[illegible] s'il n'en est pas ainsi, si, en particulier, la température de la paroi est plus basse [illegible] leur permettant de s'y fixer.

On remarquera que l'interprétation qui vient d'être donnée ne fait pas intervenir explicitement la tension [illegible] très faible, de l'ordre du dixième de millimètre de [illegible] Jewett[1]. C'est qu'en effet cette tension n'est qu'une conséquence de l'agitation thermique que nous avons [illegible] paroi occupant la place du diaphragme D, par les [illegible] l'esprit et qui consisterait à attribuer le phénomène [illegible] indiscutablement l'expérience, c'est que quelque chose de matériel se propage à partir de la vapeur chauffée. [illegible] l'on attache au mot *jet* le sens habituel, qui implique [illegible] contournes, l'objection ne se soutient donc pas. [illegible]

[illegible] tant sur diverses [illegible]

du domaine de l'expérimentation directe, à commencer par la vitesse moyenne des molécules. Il paraît facile, en effet, de recevoir un faisceau de rayonnement moléculaire géométriquement défini, sur une palette de torsion et de mesurer ainsi la quantité de mouvement transportée par ce rayonnement et par seconde. Si q est cette quantité de mouvement, on aura

$$q = \Sigma mu = Mu$$

[illegible] par u et m la vitesse et la masse d'une molécule, par M la masse déposée par seconde, et par $\bar{u}$ la vitesse moyenne. La mesure de q et de M permettra de calculer u.

On peut aussi mesurer la quantité d'énergie transportée par le faisceau en le recevant dans un dispositif calorimétrique ou bolométrique convenable. On aura donc Σmu^2 ou encore Mu^2 et, par conséquent, le quotient $\bar{u} : \overline{u^2}$ qui doit être égal, avec la loi de répartition des vitesses de Maxwell, à $\sqrt{\frac{8}{3\pi}}$. Il semble que l'on puisse obtenir par ce moyen une vérification expérimentale directe de la loi de Maxwell.

La mesure directe de u^2 permettra de connaître le poids moléculaire de la vapeur et de savoir, par conséquent, si elle est diatomique ou monoatomique, point d'un grand intérêt et généralement impossible à élucider par les méthodes actuellement existantes pour les vapeurs métalliques.

Il n'est pas douteux que le rayonnement considéré transporte une certaine quantité de mouvement et une certaine quantité d'énergie. Pour les mesurer, il ne peut y avoir à vaincre que des difficultés de pure technique. Aussi me proposai-je d'examiner tout d'abord si le rayonnement transporte des charges électriques, en recevant le faisceau dans un cylindre de Faraday. Des expériences sont actuellement en cours au laboratoire de Mme Curie, en vue de résoudre ce problème, qui est évidemment important au point de vue des propriétés électriques et optiques des vapeurs métalliques. Notons en passant, que la méthode doit permettre d'étudier l'ionisation des vapeurs métalliques sous l'action de sources quelconques, sans nécessiter l'emploi, qu'il est extrêmement difficile de rendre correct, d'électrodes métalliques plongeant dans la vapeur.

Enfin, il va de soi que l'on peut réaliser l'expérience [illegible] en recevant le rayonnement [illegible] sur une électrode isolée, de forme appropriée; cela permettra d'étudier les propriétés photo-électriques d'un grand nombre de métaux, dans des conditions qui semblent autoriser l'espoir de résoudre [illegible] de la plupart de ceux qui ont été obtenus jusqu'à [illegible]

Une relation entre l'absorption et la phosphorescence

Par L. BRUNINGHAUS

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Chimie physique.

Nous avons déjà montré dans un précédent travail[1] que les phénomènes d'émission de la lumière dans les substances phosphorescentes paraissaient devoir être attribués au phosphorogène, le diluant ne servant que de support à ce dernier. Cette hypothèse se trouve basée sur les deux faits suivants, déjà signalés :

1° Les diluants purs ne sont jamais que très peu phosphorescents, et ce reste de phosphorescence est toujours attribuable à l'impossibilité où l'on se trouve de pousser les purifications au delà de toute limite.

2° Les spectres de phosphorescence sont caractéristiques du phosphorogène.

La matière phosphorescente en activité semble donc, en première approximation, constituée par des molécules phosphorogènes incandescentes, réparties dans la masse transparente du diluant.

J'ai pensé pour cette raison que les relations généralement observées entre l'émission et l'absorption devaient se retrouver dans le phénomène de la phosphorescence et pouvaient servir comme point de départ à l'explication de certaines particularités de ce phénomène. J'avais surtout en vue, en faisant cette étude, d'expliquer les changements spectraux précédemment observés dans les phosphorescences d'un même phosphorogène dissous dans différents diluants (*Le Radium*, Les phosphorescences calciques du manganèse), et ensuite de donner une théorie des optima de phosphorescence, dont le mécanisme me paraissait lié étroitement aux propriétés intimes de la matière, et non à des causes extérieures à celle-ci, telles qu'excitation, température, etc.

Nous envisagerons donc les relations entre l'émission et l'absorption successivement aux deux points de vue que je viens de rappeler.

I. — *Relation entre le pouvoir phosphorogénique d'un corps et son pouvoir absorbant.*

Dans la matière phosphorescente, le pouvoir émissif provient, comme je l'ai déjà rappelé, au phosphorogène. Le diluant n'est qu'un support, dont le rôle est de maintenir les molécules lumineuses à distance les unes des autres, condition qui se montre indispensable. Il y a donc opposition complète dans le rôle de ces deux corps, et aussi, par conséquent, dans leurs propriétés. Le diluant devra être avant tout *transparent* aux radiations émises par le phosphorogène. Ce dernier sera au contraire *absorbant*, si toutefois la phosphorescence obéit à des lois qualitatives analogues à celles des autres phénomènes émissifs.

Et c'est bien ce qu'on observe en réalité. La plupart des diluants connus sont des substances transparentes à l'état cristallisé, blanches à l'état pulvérulent, et qui ne présentent généralement pas de spectres d'absorption, tout au moins dans les limites usuelles d'observation. Telles sont, par exemple, les substances suivantes :

Chaux.	Zircone.
Sulfure de calcium.	Acide stannique.
Sulfate de calcium.	Acide tantalique.
Fluorure de calcium.	Oxyde de zinc.
Baryte hydratée.	Sulfure de zinc.
Carbonate de baryte.	Sulfate de zinc.
Sulfure de baryum.	Oxyde de cadmium.
Carbonate de strontium.	Sulfate de cadmium.
Sulfure de strontium.	Anhydride arsénieux.
Magnésie.	Oxyde de lanthane.
Sulfate de magnésium.	Oxyde de thorium.
Alumine.	Yttria.
Glucine.	Sulfate d'yttrium.
Sulfate de glucinium.	Oxyde de plomb.
Silice.	Sulfate de plomb.

J'ai observé, d'autre part, que si l'on prend comme diluants une série de sels de calcium formés de radicaux acides de plus en plus colorés, la phosphorescence diminue en même temps. Pour cela, j'ai dilué $\frac{1}{200}$ d'oxyde de manganèse dans les composés calciques suivants :

CaF^2.	CaO.	$CaSO^4$.	$Ca^3(PO^4)^2$.
$CaCl^2$.	CaS.	$CaSeO^4$.	$Ca^3(AsO^4)^2$.
$CaBr^2$.	$CaSe$.	$CaTeO^4$.	$Ca^3(SbO^4)^2$.
CaI^2.	$CaTe$.	$CaCrO^4$.	

Les têtes de série donnent toutes par addition de $\frac{1}{200}$ d'oxyde de manganèse des produits extrêmement lumineux. Parmi les deuxièmes corps de chaque série, le chlorure est assez phosphorescent, le sulfure l'est très vivement, le séléniate l'est peu, et l'arséniate moyennement. Parmi les corps de la troisième ligne, seuls le bromure et le séléniure sont phosphorescents, et encore très faiblement. Les diluants de la quatrième ligne sont complètement dépourvus de phosphorescence.

Ainsi, l'absorption est en opposition avec la capacité de donner un bon diluant. Il y a pourtant une distinction à faire : certains bons diluants sont absor-

[1] L. Bruninghaus, *Le Radium*, 4, 1907, 116.

[illegible]

[illegible] ne pourrait être dilué avec succès dans la gadoline. [illegible] prévision ce fait que la gadoline, qui est aussi un [illegible] coup plus faible que celle de la gadoline diluée, par [illegible] spectre, ne peut être diluant dans la même région : [illegible] nous verrons que les oxydes de chrome, d'arsenic, d'antimoine, sont de bons phosphorogènes. Et nous venons de voir que les chromate, arséniate et antimo- [illegible]

[illegible] sorbants sans exception, en ce sens que leurs sels sont fortement colorés, ou présentent des bandes d'absorption. Voici la liste des principaux phosphorogènes usuels :

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible] de chrome	[illegible]
[illegible] nickel	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible] rouge, rouge ou noir.
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	
[illegible]	Bleu clair
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

[illegible]

Pour les diluants, nous avons vu qu'ils sont toujours transparents dans cette région, et dans les régions avoisinantes. La contre-partie se retrouve, encore ici, très exactement pour les phosphorogènes. Nous allons, en effet, démontrer, que *les bandes de phosphorescence et d'absorption des phosphorogènes sont toujours dans le voisinage les unes des autres.*

En voici quelques exemples :

Les oxydes de manganèse, chrome, nickel, cuivre, samarium, absorbent dans le spectre visible, leurs sels étant colorés. Les phosphorescences de ces corps, dilués, par exemple, dans un sel de calcium, sont également dans le spectre visible. La terbine présente un spectre d'absorption compris entre les longueurs d'onde 488 et 501.2 (du bleu à l'ultraviolet) ; sa phosphorescence dans la chaux se compose de bandes vertes, bleues, violettes et ultra-violettes.

La gadoline absorbe entre les longueurs d'onde 579 et 505. Elle émet entre 519 et 279.

L'oxyde d'europium présente des bandes d'absorption dans tout le spectre, et également des bandes de phosphorescence dans tout le spectre.

On peut se demander en outre si les bandes de phosphorescence et d'absorption, ne coïncident pas entre elles le plus souvent. J'ai été amené à la conclusion inverse, et je retracerai ici la voie par laquelle j'y ai été conduit.

Dans un précédent travail (*Radium*, Les phosphorescences calciques du manganèse), j'avais cru pouvoir donner la règle suivante pour les changements de la couleur de phosphorescence lorsqu'on change de diluants. Pour une série de sels isomorphes d'une même base (chaux), les déplacements de la bande de phosphorescence se produisent vers la partie violette du spectre lorsque le poids moléculaire du diluant augmente, c'est-à-dire lorsque l'ion électro-négatif combiné à un même anion devient de plus en plus lourd.

Ce fait paraissait intéressant par lui-même, d'autant plus que des déplacements inverses (vers le rouge) paraissaient produits par alourdissement de l'anion du diluant. Il fallait donc se rendre compte de son degré de généralité.

Dans ce but, on a d'abord refait les mêmes expériences, en prenant comme phosphorogène une terre rare, la samarine, dont les bandes de phosphorescence sont très étroites, et présentent par conséquent l'avantage de pouvoir être repérées avec précision. [illegible] sens attendu, avec la samarine. En passant d'un sel [illegible]

[illegible]

La relation proposée se trouvait ainsi remise en question, et il fallait trouver une autre explication des relations spectrales observées dans les phosphorescences calciques du manganèse.

J'y suis parvenu en groupant celles de mes observations antérieures auxquelles j'attribuais la plus grande valeur de certitude, avec les résultats qui avaient été obtenus il y a quelques années par M. Lecoq de Boisbaudran [1].

Voici un double tableau dans lequel sont reproduites, mes observations personnelles (sels calciques) et celles de M. Lecoq de Boisbaudran.

Sel	Couleur de la phosphorescence
CaF^2	Vert.
$CaCl^2$	Jaune.
CaO	Rouge orangé.
CaS	Jaune orange.
CaS	Orange légèrement verdâtre
$CaSO^4$	Vert feuillage
$CaWO^4$	Bleu.
$CaCO^3$	Rouge.
$CaSiO^3$	Vert pâle.
$Ca^3BO^{4\,2}$	Rouge vif.
$Ca^3As^2O^{8\,2}$	Jaune orange indécis.
CaB^2O^4	Rose ou vert

Nature du tungstate	Nuance de la phosphorescence
WO^4Mg	Rouge.
SO^4Mg	Rouge.
SO^4Ca	Verte.
SO^4Sr	Pas de phosphorescence.
SO^4Yt	Jaune
Y^2O^3 avec 1/100 de K^2O	Verte
ZnO	Pas de phosphorescence.
CdO	Id.
PbO	Id.
SO^4Zn	Rouge.
SO^4Cd	Vert jaune.
SO^4Pb	Jaune. SO^4Pb seul était bleu violet. S'il avait été plus pur, la phosphorescence due au manganèse aurait été rouge
SO^4Cu	Vert

Des deux tableaux qui précèdent résulte ce fait important que les nuances si variables des phosphorescences du manganèse restent pourtant ramassées dans une portion étroite du spectre, entre le rouge et le vert. Les nuances varient du rouge très pur et très vif avec le phosphate, au vert superbe avec le sulfate calcique, le fluorure de calcium et l'alumine, en passant par l'intermédiaire de la chaux, rouge orange, du sulfate d'yttrium, jaune, et du sulfate de cadmium, vert jaune. Et l'on voit que les verts et les rouges prédominent. A l'exception du tungstate, bleu, pour lequel la phosphorescence n'est vraisemblablement pas due au manganèse, car le tungstate de calcium pur est tout aussi lumineux en bleu que le tungstate manganésifère [1].

L'on songe aussitôt à rapprocher de ces colorations, les couleurs des sels de manganèse, pris en masse ou en solution qui se retrouvent, comme on sait, dans les mêmes nuances.

Avant d'adopter cette idée, il convient d'abord de rechercher dans quelle mesure elle peut être généralisée, si l'on considère quelques autres éléments phosphorogènes usuels. Nous passerons en revue quelques exemples les plus nets qui aient été observés par différents auteurs ou par nous-même.

1. M. Lecoq de Boisbaudran a observé que le cuivre, mêlé à la chaux par la précipitation des carbonates, suivie d'une forte calcination à l'air, lui communique une phosphorescence vert clair extrêmement brillante [1]. Et l'on ne peut s'empêcher de penser aussitôt aux colorations vertes ou bleues des solutions des sels de cuivre ou des solutions d'oxyde de cuivre dans les alcalis.

2. Le même auteur a montré que ce mélange, calciné dans l'hydrogène, luit en rose. Or il est vraisemblable que le cuivre s'y trouve à l'état d'oxydule, qui est rouge en masse, ou en dissolution solide, par exemple dans le verre.

3. J'ai moi-même observé que le sulfure de calcium cuprifère, obtenu en faisant passer de l'hydrogène sulfuré sur de la chaux cuprifère au rouge, suivi d'une forte calcination dans l'hydrogène, donne une superbe phosphorescence verte. Et l'on sait que le sulfure cuivrique est vert.

4. Les sulfures alcalino-terreux de MM. Lénard et Klatt [2] contenant du cuivre sont phosphorescents dans les principales nuances suivantes : vert, vert bleuâtre, bleu turquoise, bleu, vert lavande, vert jaunissant, violet (pour Ca); vert jaune, bleu, bleu clair (pour Sr); bleu turquoise, rouge orangé? jaune vert (pour Ba).

5. Le sesquioxyde de chrome, on le sait, se présente sous deux états, l'un vert, l'autre rose violacé (poussière rose). Dilué dans la chaux, il prend l'état vert, et la phosphorescence obtenue est verte. Dilué dans l'alumine, il prend l'état violet et colore l'alumine en rose : la phosphorescence est rouge. Les rubis présentent de même une phosphorescence rouge. Et M. Lecoq de Boisbaudran, à qui l'on doit ces résultats, a mis hors de doute, par des analyses très nettes, que le chrome se trouve dans ces corps à l'état de sesquioxyde.

6. J'ai observé que l'oxyde d'antimoine jaune donne à la chaux une vive phosphorescence jaune, et que le sulfure d'antimoine, généralement jaune, communique au sulfure de calcium une phosphorescence jaune clair particulièrement éclatante.

7. La litharge communique à la chaux une phosphorescence jaune (Lecoq de Boisbaudran), et la litharge est jaune.

Tous ces faits s'accordent bien avec notre dernière hypothèse : parmi les éléments usuels, les nuances de

1. Lecoq de Boisbaudran, *Comptes Rendus*, loc. cit., 103, 104, 105, 107.

2. Lénard et Klatt, *Ann. d. Phys.*, 12, 13 et 14, 1904.

[illegible]

[illegible] à la couleur des corps par réflexion, c'est dire [illegible]

J'ai réuni, pour cette comparaison, toutes les me[illegible] sur les spectres de phosphorescence et d'absorption des corps suivants : [illegible] des travaux de M. G. Urbain sur les terres rares.

[illegible]

[illegible]

d'une étude purement qualitative des phosphorogènes usuels, et ceci nous ramène à l'hypothèse dont nous [illegible] parties, hypothèse qui se montre ainsi très généralement valable.

Et il paraît maintenant très probable que le rapprochement que nous avons été amené à faire entre les couleurs de phosphorescence du manganèse et les couleurs des sels de ce métal, ne résulte pas d'une simple coïncidence, mais constitue un caractère propre à l'émission par phosphorescence.

Nous avons vu que les phosphorescences du manganèse manifestent une prépondérence de couleurs rouges et vertes, avec quelques nuances intermédiaires, et, s'il est vrai que les bandes de phosphorescence se placent entre les bandes d'absorption du phosphorogène pris en masse, dans l'état où il se trouve dans la matière phosphorescente, il faut que les phosphorescences rouges correspondent à la présence dans la matière phosphorescente d'un composé du manganèse rouge, et de même pour la phosphorescence verte. Les phosphorescences jaunes seraient dues à l'existence simultanée de ces deux composés.

Une vérification de ces conséquences est à vrai dire fort difficile. En effet, remarquons d'abord que le manganèse dissous dans le diluant ne s'y trouve probablement pas à l'état de composé défini, je veux dire sous un état unique d'oxydation. Cela résulte de la préparation même des substances, la plupart obtenues par précipitation à l'aide d'un réactif ammoniacal, additionné d'ammoniaque. On sait que, dans ces conditions, l'hydrate de manganèse précipité présente une composition éminemment variable dans son degré d'oxydation, selon les conditions de la précipitation. La présence de la masse principale entraînant ce précipité peut, du reste, jouer un rôle important pour [illegible] l'oxyde du manganèse aux dépens de tel autre. Et les prévisions que l'on pourrait formuler se trouvent encore compliquées par la forte calcination préalable à laquelle doivent être toujours soumis les mélanges avant l'emploi, le manganèse pouvant, ici [illegible] de façon plus ou moins complexe, selon son état de dissolution, selon les propriétés physiques du diluant, selon aussi la parenté chimique ou [illegible] du sel du diluant envisagé et du [illegible].

Ajoutons que, au cours des divers traitements qu'on peut faire subir au mélange phosphorescent, pour le transformer d'un composé calcique en un autre composé calcique, il est impossible de faire uniquement [illegible] les propriétés du phosphorogène [illegible] ; car ces propriétés se trouvent modifiées par la présence du diluant [illegible] les phosphorogènes [illegible] de diluants [illegible].

[illegible]

d'aucun secours, les différences à déterminer dans le degré d'oxydation par exemple étant de l'ordre de grandeur des erreurs inhérentes aux manipulations analytiques, puisque la proportion de phosphorogène est généralement de l'ordre du centième, et que, lorsqu'on en ajoute davantage, on n'est nullement assuré que l'excès de phosphorogène conserve le même état que la proportion qui se trouve active à l'optimum.

Moyennant ces réserves, dont il faudra largement tenir compte dans ce qui va suivre, nous allons passer en revue les substances que nous avons étudiées, en commençant par celles qui présentent le moins d'incertitude.

1. *Phosphate de calcium.* — Ce cas est l'un des plus nets que j'aie rencontrés : le précipité obtenu, par l'action du phosphate d'ammoniaque sur le mélange des chlorures, étant rouge et devenant rose après calcination ; la forme dominante paraît donc être un oxyde rouge, probablement l'oxyde salin, et ce résultat s'accorde avec la phosphorescence rouge observée.

2. *Sulfate de magnésie et sulfate de zinc.* Ces deux substances sont des solutions de petites quantités des sulfates doubles dans le sulfate en excès. Les sulfates doubles sont roses, la phosphorescence est rouge.

3. *Borate de calcium.* — La phosphorescence est généralement d'un joli rose, parfois d'un beau vert clair. Certains échantillons présentent à la fois les deux teintes. La substance elle-même est rose, plus ou moins foncé, selon la teneur. Le produit dissous est donc généralement rouge (oxyde salin). Lorsque la phosphorescence est verte, elle paraît due à du protoxyde vert, qui a pu échapper à l'action oxydante de l'air pendant la fusion. (Le borate a été obtenu, soit par précipitation, puis fusion : c'est dans ce cas que certains points luisent en vert; soit par mélange de borate de calcium et d'oxyde rouge et fusion, et alors la masse est uniformément phosphorescente en rose). L'expérience suivante le prouve : j'ai mis du borate au 1 200 dans un tube à cathode, il luit d'abord en rose; puis je force le courant primaire de la bobine. On assiste alors à une transformation progressive de la nuance rose en nuance verte, pour les grains de la matière qui sont situés sur l'axe du faisceau cathodique. J'ai interrompu le courant, et, après avoir attendu un temps suffisant pour que la substance soit complètement refroidie, j'ai fait passer de faibles décharges pendant un temps assez court pour ne pas échauffer la matière; la substance a continué à luire en beau vert au centre, tandis que les parcelles environnantes continuaient à luire en rose. Or, on connaît les propriétés réductrices des rayons cathodiques; ils ont vraisemblablement réduit, sous l'action de la chaleur que produit le bombardement cathodique intense, l'oxyde rouge en protoxyde vert, aux points situés sur l'axe du faisceau.

4. *Chaux et carbonate de magnésie portant calcinés.* — Après précipitation des solutions de chlorures par le carbonate d'ammoniaque mêlé d'ammoniaque, le manganèse se trouve probablement à l'état de carbonate, de sesquioxyde et d'oxyde salin. Le produit au 1 100 a une couleur café au lait. Après forte calcination, la partie de la matière exposée à l'air s'est légèrement décolorée, tandis que la masse a pris une coloration rouge. Il a dû se faire à la surface une proportion notable de manganite, qui est blanc, tandis que les parties centrales doivent être plus riches en oxyde salin, résultant de la décomposition du sesquioxyde par la chaleur. La phosphorescence n'est du reste pas attribuable au manganite. J'ai, en effet, observé qu'en prolongeant la chauffe d'un bâtonnet de la même chaux manganésifère au chalumeau oxhydrique, la chaux se décolorait complètement, correspondant à un accroissement dans la proportion du manganite qui est blanc et qui se forme dans ces conditions (l'oxyde de manganèse est fixe à cette température), et le produit obtenu présentait une phosphorescence nettement moins vive que celle de la chaux calcinée seulement au rouge. D'autre part, M. Lecoq de Boisbaudran a montré que, lorsqu'on traite la chaux manganésifère au rouge par un courant d'hydrogène, ce qui certainement empêche le manganite superficiel de se former, la phosphorescence s'avive notablement, sans changer de couleur. Cependant, la réduction ne paraît pas avoir été jusqu'au protoxyde, car le produit, pour des concentrations de 20 pour 100, a conservé une faible coloration jaune[1]. Il semble donc que la phosphorescence de la chaux manganésifère doive être attribuée à un composé rouge, Mn^2O^3 probablement, la surface des grains de chaux contenant, dans les conditions ordinaires, une mince pellicule de manganite de calcium, inactive. De même pour le carbonate de magnésie calciné.

5. *Sulfure de calcium.* — Le mélange binaire présente une phosphorescence jaune orangé. Un mélange obtenu en calcinant de la chaux manganésifère avec du soufre et du carbonate de soude luisait en une belle nuance rouge.

On sait que le protosulfure de manganèse est vert clair ou jaune verdâtre, le bisulfure est rouge plus ou moins foncé, enfin l'oxysulfure est vert clair.

Le mélange binaire MnCaS est préparé en faisant passer un courant d'hydrogène sulfuré au rouge sur la chaux manganésifère, puis calcinant dans l'hydrogène. Le sulfure de calcium obtenu présente une teinte grisâtre, décelant la présence de polysulfures non complètement décomposés. Il est possible que, dans ces conditions, le manganèse se trouve surtout

[1] [illegible] 106 [illegible]

[illegible] manganèse, jaune verdâtre ou vert.

Je dois enfin signaler un dernier résultat obtenu en préparant le sulfure par réduction du sulfate par [illegible] cette méthode [illegible] généralement pas à recommander pour la préparation des sulfures phosphorescents, car la réduction se fait [illegible] juxtaposition de régions jaunes et de régions vertes. [illegible] une substance présentant une superbe phosphores- [illegible] formation de l'oxysulfure, de couleur verte. Ce ré- [illegible] par M. [illegible] par de longues calcinations à l'air de sulfure de strontium, en présence de carbonate de manganèse[1].

[illegible] d'eau, par quelques gouttes d'acide sulfurique, éva- [illegible] verte de ce sulfate paraît en contradiction avec la règle que nous voulons établir, le sulfate manganeux [illegible] que le manganèse soit à l'état de sulfate dans le mé- [illegible]

centièmes de potasse. Une forte calcination de ce mélange ternaire donne certainement du manganate de potasse, de couleur verte, dissous dans l'alumine, et le mélange est phosphorescent en vert.

Ainsi, on observe un accord aussi satisfaisant que possible entre les prévisions et les faits expérimentaux, dans les cas des composés manganésifères. Cette étude fournit donc un appui expérimental nouveau à la thèse que nous soutenons, qui se trouve ainsi vérifiée dans tout le domaine de la phosphorescence des sels de la chimie minérale.

Il me reste à tirer la conclusion de l'ensemble de tous les faits que nous avons réunis dans ce chapitre.

1° Dans le voisinage de la région spectrale de phosphorescence, les phosphorogènes sont absorbants, et les diluants transparents.

2° La présence d'un phosphorogène, corps absorbant, est nécessaire à la production de lumière.

3° La lumière qui sort de la matière est composée de radiations pour lesquelles le phosphorogène est relativement transparent[1].

II. — *Essai d'interprétation physique de la loi de l'optimum*

Rappelons d'abord que la loi de l'optimum, sur laquelle nous nous sommes étendu longuement dans un précédent travail (*Radium*, 1907), tient tout entière dans ce fait que l'intensité lumineuse d'un corps phosphorescent en activité n'est pas proportionnelle à la quantité de matière phosphorogène. La même matière qui, diluée, est active, diminue la phosphorescence lorsqu'elle est plus concentrée. Au pouvoir émissif du phosphorogène se rattache par conséquent une sorte d'action absorbante, plus faible que le pouvoir émissif aux faibles teneurs, plus forte que lui aux fortes concentrations, et dont il s'agit de déterminer l'origine. Ainsi se pose le problème que nous abordons maintenant. Remarquons à ce sujet qu'aucune solution satisfaisante n'a été proposée jusqu'à ce jour, à ma connaissance du moins. Personnellement, je me suis adressé successivement aux diverses hypothèses qui me paraissaient les plus raisonnables, pour élucider cette question. Il me paraît inutile de reproduire ici les longs tâtonnements expérimentaux nécessités par un contrôle rigoureux de ces diverses hypothèses. Je rappellerai simplement que j'ai dû éliminer ainsi en particulier la théorie de la dissociation électrolytique du phosphorogène qui semblait légitimée *a priori* par l'allure comparable [illegible] de la phosphorescence avec la concen- [illegible] de la variation de la conductibilité des [illegible] avec la concentration.

[illegible] que j'ai [illegible] les théories [illegible] la phosphorescence [illegible]

et l'absorption qui font l'objet du chapitre précédent, et il m'a semblé que ces relations, sans expliquer encore complètement le phénomène d'optimum, jetaient cependant sur ceux-ci une certaine clarté, fort utile pour une recherche ultérieure.

Nous avons, en effet, conclu le dernier chapitre en disant que « *la lumière qui sort de la matière est composée de radiations pour lesquelles le phosphorogène est relativement transparent.* »

Mais dire que le phosphorogène est relativement transparent à ces radiations, c'est dire que la substance phosphorescente elle-même, prise dans son ensemble, jouit d'une transparence relative vis-à-vis des rayons émis.

Le pouvoir absorbant pour une région déterminée du spectre paraît donc en opposition avec le pouvoir émissif, par phosphorescence, de la même région.

Or, lorsqu'on concentre la matière, on sait que la bande d'absorption s'élargit de plus en plus. Cette bande repousse donc devant elle, en vertu de l'opposition dont j'ai parlé, la bande de phosphorescence, qui fait progressivement place à un autre phénomène, l'échauffement de la matière et corrélativement l'émission thermique[1].

En somme, la matière très diluée se présente à nous comme un corps à absorption sélective, très différent du corps noir comme absorption, et par conséquent vraisemblablement aussi comme émission. Au contraire, à l'état concentré, le phosphorogène tend à réaliser un corps noir, dont le maximum du pouvoir émissif saute dans l'infra-rouge plus ou moins lointain, selon la température.

On peut dire aussi que, à l'état dilué, les molécules phosphorogènes jouissent d'une certaine liberté dans leurs mouvements d'agitation interne, tandis que les mêmes mouvements internes se trouvent mutuellement liés, lorsque, par une concentration plus grande, elles sont plus rapprochées les unes des autres.

Et à ce moment, ce n'est plus le rayonnement propre des molécules qui s'établit, c'est le rayonnement de tout corps fortement absorbant, le rayonnement thermique des corps noirs.

1. J. Bidassoaks. *C. R.*, **149** 1909 1575.

Manuscrit reçu le 16 février 1911.

Sur quelques données actuelles relatives à l'électricité de la pluie

(A propos des observations récentes de M. Baldit)[1]

Par A. B. CHAUVEAU

I. — La détermination, en grandeur et en signe, des charges électriques apportées par les pluies à la surface du sol est un des sujets qui, dans les recherches sur l'électricité terrestre, présente actuellement le plus d'intérêt.

On sait, en effet, que, conformément à une hypothèse déjà ancienne et due à Peltier, on a souvent cherché dans un excès négatif des apports électriques dus aux précipitations, sinon le facteur unique, au moins l'une des causes les plus importantes de la reproduction constante de la charge négative de la surface terrestre, constamment dissipée par la conductibilité de l'atmosphère.

D'autre part, suivant la théorie dite de Wilson-Gerdien, en appliquant à l'atmosphère ionisée les résultats des expériences de C. T. R. Wilson sur le rôle des ions ordinaires dans la condensation de la vapeur d'eau, on pouvait conclure à une fréquence plus grande des pluies négatives, la sursaturation nécessaire à la condensation sur les ions négatifs étant moindre, et par suite susceptible d'être plus fréquemment réalisée, que celle qu'exige la condensation sur les ions positifs.

Dans cette théorie, si l'on considère un courant d'air ascendant (que l'on doit supposer débarrassé de poussières et autres centres neutres de condensation facile de la vapeur d'eau) et se refroidissant par détente adiabatique, pour que la condensation sur les petits ions négatifs puisse se produire, il faut déjà que soit atteint, dans la masse d'air ascendante, un état de sursaturation tel que la tension de la vapeur d'eau ait une valeur environ quatre fois plus grande que la tension maxima dans les mêmes conditions, une condensation postérieure, pendant le mouvement ascensionnel, sur les ions positifs exigeant une tension de sursaturation au moins six fois plus grande que la tension maxima. On peut se demander si de telles conditions sont aisément réalisées dans l'atmosphère.

L'existence, au moins dans les couches basses, de gros ions en nombre beaucoup plus grand que les petits et susceptibles, par leurs dimensions et par

1. Baldit. Communication à la Soc. *de météorologique*, séance du 7 Mars 1911.

[illegible] ascendante, débarrassée de ses particules et de ses gros ions par une première phase de condensation dans les couches basses, que si cette masse d'air peut atteindre ensuite des régions très élevées, voisines de celles où se forment les cirrus. Certaines formes de ces nuages seraient peut-être le résultat de cette seconde phase de condensation par les petits ions.

[illegible] de raison bien nette pour que les pluies soient *ordi-*[illegible] telle que l'effet Lenard, n'intervienne. Dans ce cas, par le fait même de la chute, les gouttes seraient chargées positivement, la masse d'air qu'elles tra-[illegible]

Quoi qu'il en soit de ces vues théoriques, elles font ressortir l'importance des recherches expérimentales sur les charges de la pluie.

[illegible] théorie de Wilson-Gerdien l'appui d'un fait d'observation. Mais les résultats de Weiss, moins nets peut-être, [illegible] méthodes d'enregistrement. On a rendu compte ici [illegible]

effort considérable pour la disposition d'un ensemble d'appareils qui doivent donner à la fois et automatiquement les charges électriques de la pluie, les quantités d'eau correspondantes et les valeurs du champ. Les données ainsi recueillies, nombreuses et variées, ont été très habilement mises en œuvre par l'observateur.

Et cependant, malgré la concordance de ses résultats avec ceux de Kähler, il paraît difficile de ne pas tenir compte des résultats contraires obtenus antérieurement, et particulièrement de ceux qu'Elster et Geitel ont déduits d'une assez longue série de mesures faites avec le soin et la précision que l'on peut attendre de ces deux habiles physiciens. De nouvelles recherches sont donc nécessaires.

II. — En reprenant l'étude de la question, M. Baldit s'est moins préoccupé de la précision absolue de certaines mesures que de l'établissement d'un appareil et d'un procédé d'observation assez simples pour pouvoir être réalisés aisément en dehors des ressources d'un observatoire, et susceptibles, par conséquent, de se prêter à la multiplication des observations. Pour cela, il abandonne la méthode d'enregistrement et revient aux mesures directes, malgré l'assujettissement qu'elles imposent à l'observateur.

Tout l'appareil est contenu à l'intérieur d'une cabane en bois de 2 m de hauteur et de 1m,50 au carré de base. Un électromètre à quadrants à suspension métallique, du type Gerdien, repose sur un pilier de maçonnerie et les déviations sont observées par réflexion à la lunette sur une échelle divisée placée à courte distance (18 cm) de l'instrument. Le vase récepteur fait corps, pour ainsi dire, avec l'électromètre sur lequel il s'emmanche par une douille emboîtant une tige verticale rigide dont le prolongement inférieur soutient le fil de suspension de l'aiguille. L'isolement de cette tige, et, par suite, du système tout entier, est obtenu par un anneau épais d'ambroide supporté extérieurement par des raccords à la cage de l'électromètre. Un manchon métallique, en communication avec le sol, entoure le récepteur et traverse avec lui le toit de la cabane qu'il dépasse seulement de quelques centimètres. On s'est assuré que la protection électrostatique ainsi réalisée — et complétée d'ailleurs par la présence de plantations et d'arbres dans le voisinage de la cabane — est suffi-[illegible] en dehors de la pluie, aucune action du champ extérieur ne se fait sentir sur l'électromètre.

Ce dispositif est fort simple, mais, tel qu'il a été [illegible] pour avoir une influence sensible sinon [illegible] vomètre, limitant la surface réceptrice, est, en effet,

placé à l'extérieur, sur le manchon communiquant avec le sol. Dans ces conditions, il arrive dans le vase récepteur un certain nombre de gouttes qui, pour avoir touché en tombant le pourtour de la bague, ont pris à ce contact des charges dont la valeur dépend de la densité électrique superficielle due à l'action du champ sur le manchon protecteur, insuffisamment abrité. Or, cette densité superficielle peut être assez forte sous l'action des champs intenses qui accompagnent souvent les précipitations. D'autre part, l'introduction de charges parasites peut encore résulter du rejaillissement à l'intérieur du manchon, jusqu'au vase récepteur, de gouttelettes d'eau éparpillées par la chute sur le toit distant de l'orifice d'une quantité trop faible.

Elster et Geitel ont longuement insisté autrefois sur la nécessité d'éviter ce double inconvénient, qu'une modification facile à introduire dans le dispositif de M. Baldit fera disparaître sans altérer la simplicité de l'appareil.

Le procédé d'observation est le suivant :

On sait que les charges de la pluie peuvent varier très rapidement, en signe comme en grandeur, au cours d'une même averse. Pour apprécier la fréquence relative des pluies positives et négatives, il est, par suite, nécessaire d'effectuer les mesures à des intervalles très rapprochés. Dans les observations de Potsdam et de Simla, les intervalles étaient de deux minutes; M. Baldit les réduit avantageusement à 15 secondes.

On observe donc, à des intervalles successifs de 15 secondes, les déviations de l'électromètre, et, pour une chute de pluie donnée, on établit un diagramme avec l'ensemble des intervalles, en prenant pour abscisses les temps, et pour ordonnées les potentiels comptés positivement ou négativement, suivant le signe des déviations. On peut déterminer ainsi, avec une grande précision, les durées respectives des pluies des deux signes.

Connaissant la capacité de l'appareil, on déduira des indications de l'électromètre, pour chaque intervalle, la valeur de la charge reçue; en divisant cette charge, exprimée en coulombs, par la durée de l'intervalle en secondes, et par la surface réceptrice en cm^2, on aura, en ampères par cm^2, la valeur de l'intensité du courant auquel est assimilable l'apport électrique de la précipitation pendant l'intervalle considéré.

D'autre part, cette intensité dépend de l'abondance de la chute et de la grandeur des charges qu'elle apporte par unité de volume d'eau. Il est important de connaître la valeur de ces charges. Sur ce point, la recherche de la précision est moindre dans les observations de M. Baldit. On y déduit, en effet, ces charges non de la quantité d'eau effectivement reçue par le vase récepteur, mais de celle qui est recueillie, pendant le même temps, par un pluviomètre enregistreur placé au voisinage de la cabane. On ne peut songer à obtenir ainsi que des valeurs approximatives, et seulement dans les cas où la chute est assez régulière pour que le tracé de l'enregistreur pluviométrique permette l'estimation de la quantité moyenne d'eau tombée dans l'intervalle considéré. Le défaut que nous avons signalé plus haut dans la disposition du récepteur, eût d'ailleurs rendu illusoire la recherche d'une plus grande précision.

III. — Les observations ont été faites au Puy-en-Velay, pendant l'été de 1910. Elles ont porté sur une période de près de six mois, du 11 mai au 29 octobre, et 48 pluies (dont 27 orageuses), correspondant à 51 journées pluvieuses, ont été étudiées. Plus de 4000 intervalles de 15 secondes, pour lesquels les déviations de l'électromètre ont été notées, ont fourni, après élimination des résultats douteux, 3496 mesures utilisables du signe de la charge et de la valeur du courant.

Les résultats peuvent se résumer ainsi :

1° Pour 2104 intervalles, la pluie a été positive; pour 1388, négative. Le rapport de ces nombres, 1,52, représente, pour la période des observations, le rapport des durées des pluies des deux signes. Il y a donc, au point de vue de la fréquence, une prédominance marquée des pluies positives, et ce résultat, en sens contraire de ce que l'on pouvait attendre d'après la théorie de Wilson-Gerdien, est en accord complet avec ceux des mesures de Kähler et de Simpson. Dans ces dernières, le rapport des fréquences positive et négative est même notablement plus élevé (2,5).

D'autre part, le rapport des quantités correspondantes d'eau recueillie pour les pluies positives et les pluies négatives, 1,45, est sensiblement le même que le rapport des durées.

2° Simpson avait remarqué que, au point de vue de la fréquence, les pluies positives l'emportent d'autant plus sur les pluies négatives que les courants correspondants sont plus forts. Dans les observations de Simla, le rapport des fréquences varie, en effet, de 2 à 8 quand on passe de pluies donnant un courant moyen inférieur à $0,5.10^{-15}$ amp. : cm^2, à des pluies donnant un courant supérieur à 2.10^{-15} amp. : cm^2. Le même fait se retrouve nettement dans les observations de M. Baldit; la variation est seulement moins forte : de 1,5 à 1,9 environ, entre les mêmes limites du courant.

En ce qui concerne la valeur moyenne du courant, les nombres de M. Baldit paraissent sensiblement plus forts que ceux de Kähler à Potsdam, et même que ceux de Simpson à Simla. Mais, en raison de l'influence possible des charges parasites sur les mesures de quantité, il ne semble pas que ce résultat puisse être définitivement retenu.

[illegible] d'eau. Les valeurs moyennes sont bien de l'ordre [illegible] par Simpson, mais les valeurs [illegible] par Weiss, valeurs [illegible] 10 unités électrostatiques et atteindre exceptionnellement 20 unités (Kähler et Simpson) et même 35 et 40 unités (Weiss et Kähler), n'ont pas été retrouvées par M. Baldit. Gerdien, à Gottingue, n'avait noté, de son côté, comme valeur la plus forte, que 2,5 U. E. S. par un violent orage.

[illegible] de charges aussi fortes que celles que nous venons de citer, ou même simplement de charges de l'ordre de [illegible] comme un argument sérieux (bien qu'établi, peut-être, d'après des données un peu incertaines) contre la théorie qui voit dans les charges électriques de la pluie un effet de la condensation par les ions ordinaires. Celle-ci ne pourrait produire, d'après les données admises, que des charges de l'ordre de 0,1 U. E. S. par cm³ de précipitation.

En résumé, et sous les réserves que comportent [illegible] d'observations, on peut aujourd'hui considérer au moins comme très probable le fait d'un excédent positif dans l'apport électrique des pluies à la surface du sol. Cet apport n'apparaît donc plus comme un des facteurs possibles de l'entretien de la charge négative terrestre. Quant à l'origine des charges mêmes de la pluie, bien qu'elle soit probablement complexe, la prédominance des charges positives a conduit les plus récents observateurs à chercher dans l'effet Lenard une cause importante de la production de ces charges. C'est la théorie qu'a longuement développée M. Simpson, en l'appuyant sur un ensemble d'expériences de laboratoire, dans le beau mémoire que nous avons signalé au début de cet article.

Parmi les données actuelles les plus intéressantes, nous devons signaler encore dans les observations de Simla, un autre résultat particulièrement important et que M. Simpson a mis en relief avec une très grande netteté. Si on laisse de côté les anomalies orageuse, en général, les pluies les plus faibles sont celles qui portent les charges les plus fortes par unité de volume d'eau. Par exemple, d'après M. Simpson, pour des pluies inférieures à $0^{mm},14$ en deux minutes, la valeur moyenne de la charge par cm³ étant 2 un. é. s., cette valeur tombe à 0,4 U. E. S. pour les pluies d'intensité triple ($0^{mm},42$), et paraît rester ensuite à peu près constante quelle que soit l'intensité de la pluie. Bien que ce fait ne soit pas entièrement nouveau, il est grandement désirable, en raison de son intérêt météorologique, qu'il soit bien établi pour nos climats. C'est ce que l'on peut sans doute attendre, entre autres choses, des nouvelles recherches de M. Baldit.

Montsouris, [illegible] 31 mai 1911.

Sur quelques applications de l'étude de la polarisation en astronomie

Par P. SALET

[illegible]

[illegible] la couronne, et à plus forte raison sa polarisation, en dehors des très courts instants des éclipses totales, aussi les expériences intéressantes et qui n'ont pas été tentées sont-elles très nombreuses.

[illegible] photographies de la couronne en plaçant un polariscope de Savart entre une lunette astronomique fonctionnant comme appareil d'agrandissement et une chambre photographique. Ce procédé, qui n'avait pas encore été employé, nous a permis notamment de [illegible]

contrairement à l'opinion établie, est très sensiblement polarisée. Ce fait a des conséquences théoriques importantes, car on peut le considérer comme un argument en faveur de la théorie qui explique la couronne solaire par la fluorescence des vapeurs éclairées par le rayonnement intense du Soleil. Nous avons pu aussi mesurer la position du plan de polarisation dans le but de mettre en évidence le champ magnétique solaire. Si l'on admet, en effet, que la lumière de la couronne est due à la fluorescence de vapeurs, ces vapeurs, placées dans un champ magnétique, doivent faire tourner le plan de polarisation, qui sans cela, par raison de symétrie, doit être exactement radial. Ce phénomène serait tout à fait analogue à celui de la déviation du plan de polarisation atmosphérique par le champ magnétique terrestre découvert par H. Becquerel. Une analyse un peu plus détaillée montre qu'il y aura lieu, à l'avenir, de chercher la déviation du plan de polarisation près du pôle du Soleil où l'axe est incliné vers la Terre. On pourra ainsi vérifier si la faible déviation (4°) que nous avons mesurée visuellement se retrouve aux éclipses prochaines. Notons en passant qu'il faut avoir soin dans cette étude de supprimer l'effet de la polarisation de la lumière de l'atmosphère projetée sur la couronne. Cette lumière est polarisée dans une direction uniforme qui, par raison de symétrie, doit être verticale ou horizontale sur la ligne centrale de la zone de totalité et au milieu de l'éclipse. Le dispositif que nous avons employé avait précisément pour but de supprimer visuellement la polarisation atmosphérique avant de placer l'appareil photographique. La position du Savart à l'anneau oculaire de la lunette permettait aussi d'avoir, avec un polariscope peu coûteux, des bandes très serrées sur l'image de la couronne.

La nouvelle méthode que nous avons employée est loin d'ailleurs d'avoir donné tous ses fruits. Il reste dans l'étude de la polarisation coronale une grande quantité de points à élucider. Il faut savoir si la polarisation s'étend également sur toute la couronne ; il faut, au moyen du photopolarimètre, mesurer la proportion de lumière polarisée à différentes distances du Soleil et la comparer aux travaux théoriques de Schuster. Il serait extrêmement intéressant de faire de pareilles déterminations avec des verres rouges ou bleus, comme l'a fait M. Piltschikoff pour la lumière du ciel. Si la polarisation est plus grande pour les rayons bleus, on trouve que cela pourrait être considéré comme un appui à la théorie qui veut que la lumière coronale soit due surtout à une diffusion (théorie de Rayleigh). Si l'on trouve, au contraire, que les rayons rouges sont plus fortement polarisés, cela tendrait à prouver que la lumière du spectre continu de la couronne est elle-même polarisée par un phénomène jusqu'ici inobservé.

Il faut remarquer qu'il existe dans la polarisation de la couronne solaire une série de contradictions qui ne sont pas encore levées. Le spectre de la couronne intérieure ne contient sûrement pas les raies noires de Fraunhofer ; ces raies n'ont été vues que sur la couronne extérieure et d'une façon très faible ; elles sont dues, d'ailleurs, en partie à la lumière de l'atmosphère terrestre qui peut être plus ou moins brumeuse. Or nous avons montré que la lumière de la couronne intérieure est très sensiblement polarisée : les bandes sont bien visibles jusqu'au bord même de la lune. Il semble donc y avoir une proportion importante de lumière réfléchie qui devrait donner les raies de Fraunhofer. Il existe une seconde contradiction dans la position du maximum d'intensité du spectre coronal qui est déplacé vers le rouge, cette position étant elle-même en contradiction avec les observations d'Abbot, d'après lesquelles la radiation calorifique de la couronne serait très faible. Un examen un peu approfondi montre qu'on ne peut guère concilier tous ces faits qu'avec la théorie de la fluorescence qui est pourtant, pour bien des raisons, assez difficile à admettre. Il y a là une mine d'observations à faire et qui n'est pas près d'être épuisée.

Nous avons indiqué aussi une méthode nouvelle pour découvrir les faibles raies brillantes du spectre coronal. Cette méthode, qui consiste à diminuer avec un nicol placé devant la fente la lumière polarisée du spectre continu, ne nous a pas donné de résultats nouveaux, mais cela tient à la petitesse du spectroscope employé et cette méthode devra être reprise aux prochaines éclipses.

Nous avons parlé du champ magnétique solaire et de son influence possible sur le plan de polarisation coronal, mais on sait que le Soleil, en raison de sa haute température, ne peut guère être assimilé à un aimant ; aussi le champ dont nous parlions était-il d'origine électro-magnétique et dû à la rotation de la charge électrique du Soleil. Nous avions avancé sans preuves l'existence d'un pareil champ, mais la découverte de Hale, basée aussi sur une application de la polarisation en astronomie, est venue depuis confirmer nos vues. Cette découverte prouve, en effet, que la surface du Soleil est électrisée, du moins dans le voisinage des taches, puisque leur mouvement tourbillonnaire produit un effet Zeeman. Nous n'avons pas de raisons de supposer que l'électrisation est limitée aux environs des taches ; nous pouvons donc, en intégrant le mouvement tourbillonnaire et le mouvement de rotation du Soleil d'après la loi de Carrington, tirer de la valeur du champ des taches celles du champ produit par la rotation de l'astre. Nous avons trouvé ainsi un champ de l'ordre de dix fois le champ terrestre.

Il faut remarquer aujourd'hui que, depuis le jour où nous avons effectué ce calcul, les bases en sont

[illegible] bret il faut éviter de considérer le résultat [illegible] magnétique solaire, il indique seulement sa [illegible] probable.

Il semblerait que si la couronne solaire, généralement invisible, offre encore un champ d'études peu exploré, il ne puisse en être de même des planètes et de la Lune. Pour les planètes, nous avons montré pour la première fois que la lumière de Mercure ne semble pas sensiblement polarisée. On serait tenté d'en conclure que cette planète est entourée de nuages, mais il y a là une contradiction, car l'albedo de Mercure, égal à celui de la Lune, fait supposer que cette planète n'a pas d'atmosphère. En réalité des expériences faites sur la Lune réduite au même diamètre apparent que Mercure, montrent que cette contradiction n'est qu'apparente. En tout cas il conviendra de reprendre nos observations, car il peut se faire que l'absence de polarisation ne soit pas constante, en raison des variations possibles de l'atmosphère ou des différentes parties visibles de la planète.

Pour la lune, on connaît les intéressants travaux de M. Lauderer qui a déterminé, d'après leur angle de polarisation, la nature probable des roches qui [illegible] M. Lauderer observant le centre du croissant, c'est-à-dire un point variable de la surface. Il fallait donc admettre que le [illegible] taines parties parfaitement unies des mers. Lord Rosse avait déjà déterminé la proportion de lumière polarisée [illegible] toujours le même point de la surface (la mer ces [illegible] soleil varie seul, l'angle de diffusion étant constant, et l'étude de ce cas particulier de polarisation par [illegible] relever une étude systématique de la variation de la [illegible]

[illegible] date quelques mots d'une méthode que nous avons imaginée pour augmenter la visibilité des étoiles en plaçant devant la lumière bleue qui nous empêche de voir les étoiles est fortement polarisée, la proportion de lumière polarisée pouvant atteindre 0,80. Si l'on éteint avec un nicol cette lumière polarisée, les étoiles seront plus visibles ou pourront le devenir, si elles étaient au-dessous de la limite de visibilité. La théorie indique qu'un instrument armé d'un nicol est supérieur, quand les conditions sont favorables, à un instrument d'ouverture double. La grandeur limite de visibilité est abaissée d'une quantité qui peut atteindre une grandeur et demie et plus. Naturellement le maximum de gain est atteint à 90° du soleil; or, c'est précisément là que la méthode peut rendre le plus de service, car l'observation des polaires à leurs deux passages au méridien est très importante pour l'astronomie. On peut aujourd'hui observer six ou sept polaires, le jour, au lieu d'une seule. L'emploi de ce procédé, combiné avec celui du verre rouge, permettrait aux explorateurs polaires de déterminer le point avec la polaire et, par suite, avec plus de précision qu'ils ne pouvaient le faire jusqu'ici avec le soleil (qui est toujours au-dessus de l'horizon dans ce cas particulier). Il suffirait pour trouver la polaire sans cercle divisé, lorsqu'on est assez rapproché du pôle, d'employer une lunette suspendue à la cardan, et l'ouverture de cette lunette pourrait être assez faible pour que son poids ne soit pas trop élevé.

[illegible] que les questions de visibilité des étoiles nous ont amené à étudier un problème nouveau, celui de la variation de la sensibilité photométrique [illegible] avec le diamètre de la source, nous [illegible] de plus en plus des rapports de la polarisation à l'astronomie. Nous terminerons donc en faisant remarquer combien il y a d'expériences [illegible] à tenter, surtout pendant les éclipses totales. La prochaine éclipse, visible en France, se [illegible] conditions, et il est douteux qu'on ait le temps, même en Espagne, de faire une observation utile de la cou[illegible] que quelques-uns des professionnels des expéditions d'éclipses reprendront [illegible] des observations de polarisation qui sont un peu trop [illegible]

[illegible] 1911.

ANALYSES

Radioactivité

La teneur en radium des sels de potassium. — Satterly J. [*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 16 (1911) 67-70]. — Lorsque M. Campbell eut trouvé en 1907 que les sels de potassium étaient radioactifs, il vérifia que ces sels ne dégageaient pas d'émanation et que par conséquent leur activité n'était pas due à des traces de Ra, de Th ou d'Ac. A cet effet, il enfermait une solution du sel pendant un mois, puis il aspirait dans un condensateur de mesure l'air qui se trouvait au-dessus de la solution. Cette méthode n'est pas rigoureuse, car à supposer que le sel eût produit de l'émanation, celle-ci serait restée en grande partie dans la solution; pour dégager toute l'émanation, il faut faire bouillir la solution et y faire passer un courant d'air. C'est ainsi qu'a opéré l'auteur en examinant une série de sels de K; il a employé des quantités de sels voisines de 200 gr. et il a accumulé l'émanation pendant 6 à 12 jours. La quantité d'émanation retirée des solutions a correspondu en moyenne à 5.10^{-10} gr. de Ra par gr. de sel; tandis que si l'activité du potassium était due uniquement à du radium, il faudrait que la teneur en radium fût de 5.10^{-10} gr. par gr. soit 10 000 fois plus élevée; il est donc bien confirmé que le potassium est radioactif par lui-même. Les faibles quantités de radium trouvées ne sont en toute probabilité que des impuretés accidentelles.

L. Kolowrat.

Quelques expériences sur l'absorption de l'émanation du radium par le charbon de noix de coco. — Satterly J. [*Phil. Mag.*, 20 (1910) 778-788]. — Les précédents travaux de l'auteur sur la teneur de l'air en émanation du radium [1] avaient laissé en suspens la question de savoir quelle était réellement la valeur de la méthode d'absorption par le charbon de noix de coco, surtout au point de vue de l'étalonnage par une solution radioactive de teneur connue. Le présent mémoire doit fournir les bases d'une discussion. En voici les résultats.

1° La quantité d'émanation extraite, au moyen d'un courant d'air d'intensité constante, d'une solution donnée de bromure de radium et absorbée par le charbon, est proportionnelle à la concentration de la solution, mais seulement si cette concentration est suffisamment faible, 5×10^{-9} gramme de radium au maximum et si la durée du passage de l'air n'est pas trop grande (de l'ordre de 2 à 5 heures dans les expériences citées par l'auteur);

2° Pour une solution donnée et un courant d'air de vitesse donnée, la quantité d'émanation absorbée n'est pas proportionnelle à la durée du passage; elle croît beaucoup plus lentement, par suite d'une saturation apparente du charbon. Les nombres donnés par Rutherford pour l'absorption statiquement effectuée montrent que, dans les conditions où opère M. Satterly, la saturation véritable est loin d'être atteinte; mais on conçoit que l'arrivée continuelle d'air frais sur le charbon puisse contribuer à produire une saturation apparente, l'émanation déjà absorbée pouvant être, d'après l'auteur, partiellement chassée.

3° Dans les conditions où les expériences ont été faites, l'humidité de l'air n'a aucune influence sur l'absorption.

4° Avec des tubes de 8 centimètres carrés de section contenant une colonne de 50 centimètres de charbon de noix de coco grossièrement pulvérisé, la quantité d'émanation extraite d'un courant d'air d'un demi-litre par minute passant pendant 21 heures est seulement 62 0/0 de la quantité totale d'émanation transportée par le courant d'air.

L. Dunoyer.

1. *Phil. Mag.*, 16 (1908) 584-615 et 20 (1910) 156. — *Le Radium*, 5 (1908) 547 et 7 (1910) 558.

Nombre de particules α émises par l'uranium, le thorium et les minéraux d'urane. — Geiger (H.) et Rutherford (E.). [*Phil. Mag.*, 20 (1910) 691-698]. D'après les expériences antérieures de M. Boltwood [1] il existe dans un minéral ancien et inaltéré d'uranium, $3,4.10^{-7}$ gramme de radium en équilibre par gramme d'uranium. Cette quantité de radium émet $3,4.10^{-10}$, ou 11600 particules α par seconde. On peut supposer qu'il en est de même de chacun des six produits à rayonnement α qui dérivent de l'uranium, c'est-à-dire l'ionium, le radium, l'émanation, le radium A, le radium C, et le polonium. D'autre part M. Boltwood a montré également que dans un minéral primaire l'activité de l'uranium est double de celle du radium. Le nombre total de particules α émises par seconde, par gramme d'uranium en équilibre radioactif dans un minerai, sera donc 8.11600. Toutefois il faut corriger ce nombre du fait de l'émission fournie par l'actinium; son rayonnement α vaut à peu près 0,21 de celui de l'uranium, mais comme le parcours de ce rayonnement dans l'air est 5,7 cm. tandis que celui de l'uranium est seulement 3,3 cm, le nombre de particules α dues à l'actinium correspondant à une particule α de l'uranium sera 0,2 × 3,3 : 5,7 = 0,129. Le nombre total de particules α émises par le minéral contenant un gramme d'uranium en équilibre radioactif et par seconde sera donc (2,26 + 0,6) 11600 = 9,56. 10^4, et le nombre émis par un gramme d'uranium pur sera $2,52.10^4$.

L'objet du présent mémoire était de vérifier ces conclusions par la numération directe des particules α au moyen des scintillations. Une petite quantité de matière active était finement pulvérisée dans un mortier d'agate, mélangée d'alcool ou d'éther et déposée en couche mince et uniforme sur une feuille mince de verre ou d'aluminium. Comme le nombre des particules α émises par seconde par l'uranium est extrêmement faible, il serait désirable d'employer des couches un peu plus épaisses de matière active que pour le radium, mais cela introduit une cause d'erreur par suite de l'absorption à travers la couche. Diverses épaisseurs ont été expérimentées (trois expériences avec l'uranium et le thorium, deux avec l'uraninite). Les scintillations sont produites sur un écran au sulfure de zinc examiné au microscope. Le nombre n de particules α qui frappent l'écran par seconde est

$$n = \frac{\sigma A}{2}\left(1 - \frac{d}{\sqrt{a^2 + d^2}}\right)$$

en appelant σ le nombre total de particules émises par seconde et par centimètre carré de la pellicule active, A la surface d'écran visée dans le champ du microscope (trois centimètres carrés environ), d la distance de la pellicule et de l'écran (de l'ordre de deux centimètres) et a le rayon de la pellicule active, supposée circulaire ($1^{cm},5$ environ). L'écran ne permettait pas d'apercevoir toutes les

1. *Amer. Journ. Sci.*, 25 (1908) 269. — *Le Radium*, 5 (1908) 175.

[illegible] suspendait, puis après avoir nettoyé cette feuille.

[illegible] tions, et 2000 dans le cas du minéral (uraninite contenant 61,7 pour 100 d'uranium). Les résultats suivants ont été [illegible]

[illegible]	[illegible]	
	Calculé	[illegible]
[illegible]	[illegible]	2,37.10⁴
[illegible]	[illegible]	9,6 . 10⁴
Thorium . . .	[illegible]	[illegible]

[illegible] nium, il n'est pas douteux que le nombre de particules α qu'il faut lui attribuer est très faible par rapport à celui [illegible] uranium-radium est difficile à déterminer et reste une des [illegible]

[illegible]

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
Radium en équilibre	[illegible]

[illegible]

La probabilité de variations dans la distribution des particules α. — Rutherford (E.) et Geiger (H.), [illegible] **Bateman (H.)** [illegible]

est sujet à de grandes fluctuations, bien que le nombre moyen de particules émises par une source constante et calculé sur un intervalle de temps considérable soit sensiblement constant. Ces variations sont particulièrement remarquables quand il apparaît peu d'oscillations par minute. Par exemple pendant un intervalle de temps assez long on ne voit aucune scintillation; il arrive un groupe de particules en succession rapide, puis une seule, isolée, et ainsi de suite. Il est important de voir si ces variations dans la distribution sont en accord avec les lois de la probabilité, c'est-à-dire si la distribution des particules α autour de la moyenne est celle qui correspond à des expulsions survenant au hasard, dans le temps et dans l'espace. On pourrait concevoir, par exemple, que l'émission d'une particule α puisse précipiter la désintégration des atomes environnants et conduire ainsi à une distribution s'écartant de la loi de probabilité simple.

C'est après avoir essayé la méthode photographique pour enregistrer les indications d'un électromètre à courte période, que les auteurs sont revenus à l'emploi des scintillations, parce qu'elles permettent de compter un nombre beaucoup plus grand de particules dans un moindre temps. La source de rayonnement était un petit disque recouvert de polonium, placé dans le vide, près d'un écran au sulfure de zinc, dont on le rapprochait chaque jour un peu pour corriger l'effet de la décroissance radioactive. On observait les scintillations, au moyen d'un microscope, pendant 3 à 5 minutes, en enregistrant chacune au moyen d'un manipulateur électrique sur la bande d'un chronographe. Les périodes d'observation étaient séparées par des périodes de repos. On a pu observer 10000 scintillations, à raison de 2000 par jour. La bande du chronographe ou du moins chaque série enregistrée sur cette bande était divisée en huitièmes de minute, au moyen d'un transparent et l'on comptait, sur l'ensemble des observations, le nombre d'intervalles d'un huitième de minute comprenant 0, 1, 2,... 10, 11, 12, 13, 14, scintillations. On peut ainsi dresser le tableau suivant, dans lequel les observations ont été divisées en quatre séries pour plus de commodité (lignes numérotées). On trouve à la dernière ligne les valeurs théoriques obtenues d'après la formule de M. Bateman : la probabilité pour qu'un même intervalle donné comprenne n particules est $\frac{x^n}{n!}e^{-x}$, en désignant par x le nombre moyen de particules qui apparaissent dans un tel intervalle, c'est-à-dire que si le nombre total des intervalles observés ($\frac{1}{8}$ de minute) est N, le nombre des intervalles comprenant n particules est $N\frac{x^n}{n!}e^{-x}$. C'est ainsi que sont calculés les nombres de la dernière ligne en prenant pour x le [illegible]

Nombre de particules x.	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	Nombre de particules x	Nombre d'intervalles.	Moyenne
I.	15	56	106	152	170	122	88	50	17	12	7	0	0	1	0	5179	792	4.01
II	17	59	88	116	120	98	65	57	4	9	4	1	0	0	0	2554	596	5.92
III	15	56	97	159	118	96	60	24	18	5	5	1	0	0	0	2573	652	5.75
IV.	10	52	92	118	124	92	62	26	6	5	0	2	0	0	1	2211	588	5.76
Somme . .	57	203	585	525	552	408	275	159	45	27	10	4	0	1	1	10097	2608	5.87
Valeurs théoriques .	54	210	407	525	508	394	254	140	68	29	11	4	1	4	1			

probabilité pour que $n+1$ particules frappent l'écran dans un intervalle $t+dt$ sera $W_{n+1}(t+dt)$ et sera égale à la somme des probabilités pour qu'un intervalle t renferme $n+1$ particules, suivi d'un intervalle dt n'en renfermant pas, et pour qu'un intervalle t renferme n particules suivi d'un intervalle dt en renfermant une. La première probabilité est $(1-\nu dt)W_{n+1}(t)$, car la probabilité pour qu'un intervalle dt ne renferme pas de particule est $(M-M\nu dt)$: $M=1-\nu dt$. La deuxième probabilité est $\nu dt W_n(t)$. On a donc la relation récurrente

$$W_{n+1}(t+dt)=(1-\nu dt)W_{n+1}(t)+\nu dt W_n(t)$$

$$\frac{dW_{n+1}}{dt}=\nu W_n-W_{n+1}$$

d'où l'on tire facilement

$$W_n=\frac{\nu t}{n!}e^{-\nu t}$$

Or ν est le nombre moyen de particules qui frappent l'écran par unité de temps puisque ce nombre est égal à $\frac{M\nu dt}{Mdt}$ et l'on a $\nu t=\alpha$.

Il est à remarquer que l'équation (1) est exactement la même que celle que l'on rencontre dans la théorie des transformations radioactives[1]. L. Dunoyer.

Électronique

Masse mutuelle d'électrons sphériques. — Silberstein (L.. *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 87-91). — On sait que la masse électromagnétique, définie à l'aide de la quantité de mouvement électromagnétique, n'est pas une grandeur additive. A cause de la superposition des champs, l'inertie appartenant à un système d'électrons se compose de la somme des inerties appartenant à chaque électron pris isolément, plus une somme de termes caractérisant *l'inertie mutuelle* des électrons pris deux à deux.

M. Silberstein a calculé l'inertie mutuelle de deux électrons sphériques avec charge homogène en volume et subissant la déformation de Lorentz. Il donne les formules exactes pour les cas de deux électrons égaux vibrant à la manière d'un doublet et aussi pour deux électrons inégaux dont l'un est contenu à l'intérieur de l'autre (modèle de l'atome d'après J. J. Thomson). Les termes d'inertie mutuelle sont généralement négligeables mais peuvent ne pas l'être toujours. Léon Bloch.

Causes des désaccords apparents dans les mesures récentes de *e*. — Millikan (A.) et Fletcher (H.) *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 161-165). — Les auteurs signalent les principales différences entre leur mode opératoire et celui d'Ehrenhaft :

1° Ils se servent de gouttelettes d'huile dont le diamètre est compris entre 0,00066 et 0,00005 cm. Ehrenhaft et Przibram opèrent sur des particules de diamètre beaucoup plus petit (0,000028-0,000005 cm) ;

2° Ils opèrent à faible grossissement et observent des hauteurs de chute de 1,5 cm. Ehrenhaft opère sur des hauteurs beaucoup moindres (0,01 cm) ;

3° Millikan et Fletcher ont observé la même particule 4-5 heures. Ehrenhaft atteint à peine une demi-minute et répète rarement les lectures sur la même particule ;

4° Millikan observe la captation des ions de l'air par les gouttelettes, Ehrenhaft étudie les centres pendant qu'ils sont déjà chargés ;

5° Ehrenhaft admet la loi de Stokes, Millikan et Fletcher font des séries de mesure qui permettent de la corriger.

La cause principale des résultats aberrants observés par Ehrenhaft semble être le mouvement brownien, particulièrement intense pour les gouttelettes les plus petites.

Léon Bloch.

Sur l'analyse du rayonnement d'un électron. — Jeans. (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 642-651). — La question de savoir si le rayonnement du corps noir peut être attribué entièrement aux électrons de la paroi, décrivant des orbites autour de centres de force variés, est encore en suspens. Dans le présent travail M. Jeans examine le cas des orbites *ouvertes*, en faisant successivement diverses hypothèses pour la loi d'action en fonction de la distance. Il retrouve le résultat déjà obtenu par lui[1] sur la nécessité à laquelle on est conduit par les faits expérimentaux d'adopter une loi d'action en raison inverse du cube de la distance, et il examine dans quelle mesure un tel rayonnement est conforme à la réalité.

Tout d'abord si $\int E_\lambda d\lambda$ est la loi de répartition de l'énergie radiante dans la matière, la vitesse d'absorption par unité de volume sera, d'après J. J. Thomson[2]

$$\int \frac{4\pi c_\lambda}{V^2 k} E_\lambda d\lambda$$

en désignant par c_λ la conductibilité pour les ondes de fréquence correspondant à λ. Pour que l'absorption soit égale, par unité de volume, à l'émission $\int F_\lambda d\lambda$, il faut avoir

$$E_\lambda=\frac{4\pi c_\lambda}{V^2 k}F_\lambda$$

Comme E_λ reste identique quelle que soit la matière, il faut en conclure que, malgré les importantes variations de c_λ d'une matière à une autre, F_λ varie dans le même rapport. Il semble légitime de conclure de là que le mécanisme de l'émission est le même que celui de l'absorption.

Or pour les grandes longueurs d'onde, le mécanisme de

1. Rutherford, *Radioactivity*, 2e éd., 555.

1. *Phil. Mag.*, **17** (1909) 777 et **18** (1909) 209. *Le Radium*, **6** (1909) 262.

2. *Phil. Mag.*, **14** (1907) 225.

[illegible] t, il est nécessaire de trai- [illegible] ment.

[illegible] cinétique en ce point, et le rapport de la fréquence p au [illegible]

O [illegible] décrites pendant l'unité de temps dans l'unité de volume. Pour cela on compte le nombre probable d'électrons qui pen- [illegible] Pour faire ce [illegible] que la loi de répartition de Maxwell s'applique, c'est-à-dire que la probabilité pour qu'un électron soit situé, à un instant donné, dans le volume $dx\,dy\,dz$ avec une vitesse comprise dans l'élément différentiel $d\,x\,d\,y\,d\,z$ est :

[illegible]

A une constante déterminée par la condition que l'intégrale [illegible] somme de l'énergie potentielle et de l'énergie cinétique). [illegible] on arrive pour le facteur d'émis- [illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

M. [illegible] de Maxwell. On est donc conduit à imaginer que quelque mécanisme empêche con- [illegible] de Maxwell de se réaliser. Si l'on suppose par exemple que l'énergie totale de chaque électron est la [illegible] la forme exponentielle est correcte pour les courtes longueurs d'onde.

On peut [illegible] la distance minima à laquelle un électron s'approche du centre d'action. On trouve à 700° absolus, 10^{-7} cm., ce qui est supérieur aux dimensions moléculaires.

La conclusion de l'auteur est que, d'après ces résultats, il est nécessaire de considérer le rayonnement comme émis, non par les électrons décrivant des orbites ouvertes, mais par ceux qui décrivent des orbites fermées.

L. Dunoyer.

Sur la question de la constitution atomistique de l'électricité. — Ehrenhaft F. [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 94-104]. — L'auteur a calculé sur les suspensions d'or et d'argent des déterminations ultramicroscopiques de la charge et du rayon. Même en tenant compte des correc- [illegible] de Stokes [illegible] de Cunningham, les valeurs expérimentales de e se groupent autour de nombres très inférieurs au nombre généralement admis pour la charge de l'électron. Léon Bloch.

Sur les théories récentes de l'électricité. — More L. T. [Université de Cincinnati. *Phil. Mag.*, 21 (1911) 196-218]. — Les nouvelles théories de la matière et de l'électricité semblent s'être déjà suffisamment pré- [illegible] des bases sur lesquelles elles sont édifiées; l'auteur s'est demandé, en particulier, si la tendance à remplacer la conception mécanique de l'univers par une conception électrodynamique était complètement justifiée, et s'il n'était pas possible de concilier les faits récemment acquis à la science avec la notion d'une matière pourvue d'une inertie invariable, matière dont l'électricité ne serait que l'un des attributs.

Les grandeurs fondamentales qui doivent entrer dans notre conception du monde physique sont, d'après l'auteur, l'étendue, le temps et la masse; la masse est une grandeur continue comme les deux autres, quoiqu'il soit commode de prendre comme unité la plus petite portion de matière dont nous ayons connaissance et qui est actuellement l'électron. La matière possède une réalité objective et sa quan- [illegible] suit aussi un principe de conservation, mais elle ne doit être envisagée que comme une propriété inhérente à la matière. L'énergie est potentielle, cinétique ou rayonnée; on introduit cette dernière pour rendre compte du fait que la chaleur, la lumière et l'électricité peuvent tra- [illegible] se décomposer, comme les deux autres, en deux facteurs, dont l'un dépend d'une masse et l'autre d'une vitesse; la masse [illegible] l'éther [illegible]

Un électron possède une masse matérielle invariable, et, [illegible] de la masse apparente d'un mobile chargé est expliquée par [illegible] ment celle de la lumière. Il estime, en effet, qu'il [illegible]

que possède une portion donnée de matière, si ce n'est une analogie incertaine avec les phénomènes d'électrolyse : d'autre part, de nombreuses difficultés paraissent évitées en adoptant la manière de voir proposée. Par exemple, dans les théories actuelles, les expressions de l'énergie électrique d'un électron ainsi que celles de sa masse électromagnétique transversale et longitudinale, conservent des valeurs finies lorsqu'on pose la vitesse égale à zéro : or, si on admet que la masse de l'électron est de nature électromagnétique, c'est à dire due uniquement au mouvement, il est difficile de comprendre comment une charge au repos peut posséder une énergie et une inertie différentes de zéro.

Il paraît aussi difficile à admettre, ainsi qu'on est obligé de le faire dans la théorie des électrons, qu'un corps se mouvant avec la vitesse de la lumière, c'est à dire avec une vitesse finie, puisse posséder une quantité de mouvement infinie ; enfin, les formules de Kaufmann pour les déviations électrique et magnétique des rayons β indiquent, d'après l'auteur, qu'il y a une déviation infinie pour une vitesse nulle [1].

L'auteur conclut que les hypothèses nouvelles relatives à l'électricité et à la matière ne sont pas nécessaires, et qu'on peut également rendre compte des faits observés en continuant à se fonder sur les lois de la mécanique ordinaire et en prenant l'électricité pour un attribut de la matière, au lieu de considérer celle-ci comme un phénomène électrique.

L. Kolowrat.

Une nouvelle théorie émissive de la lumière. — **Trowbridge J.** (*Amer. Jour. of. Sc.*, **31** (1911) 51-54).

Comment Newton aurait-il défendu sa théorie de l'émission si, de son temps, la théorie des électrons avait été déjà imaginée ? A cette question l'auteur pense qu'on peut répondre de la manière suivante : les projectiles lumineux sont des électrons : mais au lieu de décrire le rayon lumineux d'un mouvement rectiligne et uniforme, ils s'enroulent autour de lui en hélice ; de là viendrait le succès de la théorie ondulatoire. En traversant une matière transparente, ils communiquent aux électrons qu'elle contient une partie de leur énergie, ce qui se traduit d'un côté par un ralentissement dans leur mouvement en avant, d'un autre par les phénomènes d'absorption présentés par le milieu. Un tel mouvement des électrons lumineux produirait encore, tout comme dans la théorie électromagnétique de la lumière de Maxwell, une pression dans le sens de la propagation, une tension à angle droit.

Cette théorie exige seulement, comme on le voit, d'admettre l'existence des électrons négatifs. Dans une deuxième partie l'auteur rétablit la théorie d'un seul fluide électrique, ce dernier étant constitué précisément par les électrons négatifs, et il propose une interprétation, dans cette théorie, des phénomènes relatifs aux rayons canaux.

J. Danysz.

Etude expérimentale de la pression de la lumière sur les gaz. — **Lebedev (P.)** (*Journal de la Soc. Phys.-Chimique russe*, **42** (1910) 149-158). — On connaît le rôle important que les théories cosmiques font jouer à la pression de la lumière. Toutefois, dans l'état actuel de la question, on était jusqu'ici forcé de restreindre l'application de cette force à la plus ou moins hypothétique « poussière cosmique ». Or les queues cométaires étant formées indiscutablement de gaz, il était de haute importance de s'assurer si on avait le droit de supposer que les molécules libres pouvaient être également repoussées par le soleil.

M. Lebedev qui a le premier, comme on sait, mis en évidence l'existence de la pression de la lumière, a résolu dans un sens positif ce problème difficile. Voici d'abord le raisonnement par lequel il fixe la grandeur de la pression de la lumière sur les gaz. On sait que pour un corps noir cette pression est égale au flux de l'énergie lumineuse divisé par la vitesse de la lumière. M. Lebedev admet que la couche gazeuse se comporte comme un corps noir vis à vis de radiations qu'elle absorbe. On obtient ainsi pour la pression p l'expression

$$p = \frac{\alpha E}{V}$$

où α est le coefficient d'absorption du gaz ; E, flux de l'énergie ; V, vitesse de la lumière. Or même pour les gaz qui absorbent sélectivement, le coefficient α est de l'ordre du centième. On devait donc s'attendre à des forces beaucoup plus faibles que celles qu'on a pu mesurer jusqu'ici dans les expériences de ce genre. Cette remarque suffit pour rendre compte de la difficulté expérimentale du problème.

Pour mettre en évidence ces pressions minimes M. Lebedev employait le dispositif représenté sur la figure schématique suivante.

Le gaz remplissait l'espace G. Deux fenêtres planes et parallèles en fluorine F_1 F_2 donnaient passage à la lumière.

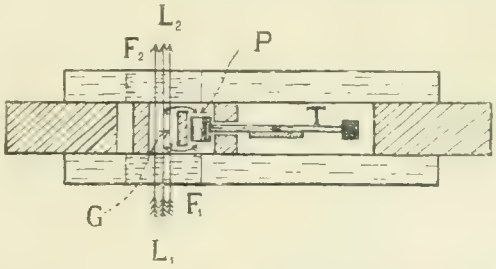


Fig. 1.

D'après l'hypothèse, les molécules du gaz devaient être refoulées dans la direction L_1L_2 du rayon lumineux et établir un excès de pression hydrostatique au voisinage de la fenêtre F_2. Or l'espace éclairé communiquant avec un espace non éclairé, un courant de gaz devait s'établir dans cette dernière région dans le sens inverse au précédent. Le passage du gaz dans l'espace non éclairé était presque barré par un piston P suspendu au fléau d'une balance de torsion très sensible. Dans ces conditions l'égalisation de pression dans cet espace pouvait être assez lente pour que les deux faces du piston accusent une différence de pression égale à l'excès de pression produit par la lumière, d'où résulterait une déviation du fléau. Dans le dispositif de M. Lebedev le déplacement du spot d'une division de l'échelle correspondait à une pression de 41 dynes par cm². On peut ajouter que dans les expériences de Nichol et Hull les pressions mesurées étaient de l'ordre de 10^{-4} dynes par cm² (6-5. 10^{-5} p. ex).

Par un artifice déjà employé dans ses recherches antérieures M. Lebedev se mettait à l'abri des action perturbatrices résultant des dissymétries de l'appareil. Il mesurait la déviation totale du fléau quand on changeait, à l'aide

[1] Cette conclusion n'est pas exacte. L'interprétation, en la formule exacte pour la déviation magnétique, par exemple, est

$$\frac{1}{R} = \frac{e}{m_0 c} \frac{H}{v}$$

où R est le rayon de courbure de la trajectoire, ce rayon étant infini pour $v = 0$, comme il est naturel. Quand à la déviation α, elle ne peut être posée proportionnelle à $\frac{1}{R}$ que si α est infiniment petit par rapport à R. — L. K.

[illegible] coefficient de l'absorption α, en prenant le [illegible] par une pince thermoélectrique) par le [illegible]

[illegible] rendait le calcul de la pression incertain à cause de [illegible]

Les gaz étudiés étaient des hydrocarbures et l'acide carbonique. [illegible] 50 pour 100 comme on voit dans les quelques nombres cités.

[illegible]	α	[illegible]	[illegible]	$\frac{P_{obs}}{P}$
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.98

[illegible] aux prévisions théoriques se trouve établie avec certitude par [illegible]

Sur une nouvelle circonstance de formation des rayons cathodiques. — Dunoyer (L.) — *Phys. Rev.*, 31 (1910), 602-603. — [illegible] ont été effectuées avec deux appareils distincts.

Le premier, devant servir jusqu'à 3600°, consiste essentiellement dans un cylindre en pierre de savon dont les extrémités sont bouchées par deux plateaux de platine qui doivent servir d'électrodes. La boîte ainsi constituée est percée d'un trou latéral; elle a 5 mm. de long et de 10 mm. de diamètre; elle est placée dans un tube de verre, qui communique avec une trompe et une jauge de Mac Leod. Aux deux disques de platine sont soudés deux fils de platine, qui eux mêmes sont soudés au tube de verre et servent de prises de courant. Le tout est placé dans un four électrique à résistance. Il est à noter que la pierre de [illegible]

Le deuxième appareil est un tube de porcelaine de Berlin [illegible] du tube de porcelaine avec du ciment Khotinski. [illegible]

[illegible] phénomène intense sur la paroi du tube.

L'auteur explique le phénomène des taches de la façon suivante : aussi basse que soit la pression, il existe un afflux, incapable de provoquer la formation des rayons cathodiques ordinaires, mais capable d'élever la température de gouttelettes à condition qu'elles ne touchent la surface que sur un point; ces gouttelettes chauffées émettraient une grande quantité d'électrons (phénomène Edison); ces électrons accélérés par le champ constitueraient les rayons cathodiques observés. Pour expliquer l'influence du support, on peut penser qu'il se fait, avec l'aluminium, une combinaison avec le métal alcalin. G. Dunne.

Gravitation et théorie des électrons. — Richardson (O. W.). *Phys. Rev.*, 31 (1910), 609-611. — Le résumé que l'auteur donne de son mémoire permet difficilement d'en pénétrer la portée. Il suppose :

1° Que la masse est une propriété de la charge électrique dépendant de la distribution et de la vitesse de la charge;

2° Que le nombre des électrons dans un atome est un multiple très petit n du poids atomique;

3° Que les valeurs numériques des poids atomiques diffèrent de multiples entiers de $\frac{1}{n}$ avec des écarts qui dépassent les erreurs expérimentales;

4° Que le rapport du poids à la masse est absolument ou presque absolument indépendant de la nature chimique ou de l'état physique de la substance.

Le développement de ces hypothèses conduit à écrire la loi de répulsion entre deux éléments chargés δE, $\delta E'$ sous la forme

$$\frac{1}{r^2}\left[1 + f\left(\frac{dM}{dE}, \frac{dM}{dE'}\right)\right],$$

la fonction f portant sur les rapports $\frac{dM}{dE}$, $\frac{dM}{dE'}$ des masses infiniment petites, associées avec les charges dE, dE'. On choisit cette fonction linéaire en $\frac{dM}{dE}$ et du second degré en $\frac{dM}{dE}$. L. Dunoyer.

Sur la décharge électrique à travers les gaz à diverses températures. — Earhart (R. F.). — *Phys. Rev.*, 31 (1910), 602-612. — Les expériences de décharges ont été effectuées avec deux appareils distincts.

Le premier, devant servir jusqu'à 3600°, consiste essentiellement dans un cylindre en pierre de savon dont les extrémités sont bouchées par deux plateaux de platine qui doivent servir d'électrodes. La boîte ainsi constituée est percée d'un trou latéral; elle a 5 mm. de long et de 10 mm. de diamètre; elle est placée dans un tube de verre, qui communique avec une trompe et une jauge de Mac Leod. Aux deux disques de platine sont soudés deux fils de platine, qui eux mêmes sont soudés au tube de verre et servent de prises de courant. Le tout est placé dans un four électrique à résistance. Il est à noter que la pierre de [illegible]

Le deuxième appareil est un tube de porcelaine de Berlin [illegible] du tube de porcelaine avec du ciment Khotinski. [illegible]

Mac Leod et à la trompe. Le tube de porcelaine est encore placé dans un four électrique. Cet appareil a servi jusqu'à 1000°.

L'expérience consiste alors à réaliser une température t bien déterminée dans l'appareil employé, puis à noter le potentiel V de décharge électrique pour des pressions p diverses. On a ainsi une courbe correspondant à la température t, et donnant V en fonction de p.

On recommence pour diverses températures t.

Les courbes obtenues sont déjà bien connues : le potentiel disruptif commence à décroître rapidement quand la pression augmente, il atteint un minimum et ensuite il augmente. Ce minimum est atteint dans les expériences actuelles pour des pressions allant jusqu'à 3 mm. de Hg. Elles vérifient la loi de Paschen, en ce sens, que si l'on porte en abscisses les masses de gaz comprises entre les électrodes et non plus les pressions, les courbes relatives à des températures diverses deviennent absolument identiques.

Les résultats sont donc les suivants :

1. Les potentiels disruptifs dépendent seulement de la masse de gaz comprise entre les électrodes.

2. Les potentiels disruptifs ne s'abaissent pas au-dessous de 545 volts pour des températures allant jusqu'à 1000°.

3. L'énergie nécessaire pour ioniser le gaz par choc, et correspondant aux minima des courbes précédentes semble indépendante de la température du gaz, au moins jusqu'à 1000°. J. Danysz.

Sur la vitesse initiale des électrons, dans l'effet photoélectrique, en fonction de la longueur d'onde. — Kunz (J.) [*Phys. Rev.*, **31** (1910) 536-544].

L'appareil employé semble avoir été disposé de la même manière que précédemment[1]. L'électrode contenant l'alliage sodium-potassium est reliée à un électromètre Dolezalek très sensible. La suspension de quartz est rendue conductrice au moyen d'une solution de chlorure de calcium et la déviation due à une différence de potentiel de 1 volt entre les quadrants est de 140 millimètres quand l'aiguille est reliée à une batterie de 6 volts dont l'autre pôle est au sol. On a dû renoncer à l'isolement par l'ambre à cause de fuites à travers le masticage (ou des vapeurs émises par le mastic); au bout de quelques jours la surface de l'alliage commence à s'oxyder. L'isolement par le verre a dû être adopté, et il en est résulté une fuite assez importante (5 mm de l'échelle par minute). La longueur d'onde excitatrice a varié d'un bout à l'autre du spectre visible. Dans le rouge on a retrouvé un phénomène singulier d'augmentation légère du potentiel positif pris spontanément par l'alliage alcalin quand la longueur d'onde augmente. Si on laisse de côté ce phénomène, on constate que le potentiel positif V pris par l'alliage isolé est une fonction linéaire du carré de la fréquence n ; on a

$$V = an^2 - b$$

$$a = 5{,}86 \cdot 10^{-15}$$

$$b = 0{,}714$$

dans le système du volt. D'ailleurs le produit be représente l'énergie qu'il est nécessaire de fournir à un électron pour le faire sortir du métal. On trouve $be = 1{,}11 \cdot 10^{-12}$ ergs; c'est 40 fois plus petit que l'énergie nécessaire pour qu'une particule α produise un ion dans un gaz.

Au lieu de mesurer le potentiel positif limite, prise par l'électrode irradiée, on peut produire entre les deux électrodes un champ tendant à arrêter les électrons et mesurer le courant. On obtient une courbe d'où l'on déduit le voltage qui supprime complètement le courant. Les deux méthodes fournissent des résultats concordants. Le voltage limite est d'environ 1 volt pour la longueur d'onde 451 μμ.

Les expériences de Hull[1] sur l'activité photo-électrique du charbon dans l'ultra-violet conduisent à la même loi linéaire en fonction du carré de la fréquence, mais le coefficient b est beaucoup plus petit. L. Dunoyer.

Notice sur le changement de vitesse des rayons canaux. — Kutschewski (J.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 163-164]. — Résultats préliminaires des recherches entreprises par l'auteur :

1° La diffusion des vitesses se produit dans le tube à rayons canaux lui-même, et cela d'autant plus que les rayons sont plus lents;

2° Cette diffusion fait qu'aux fortes pressions la vitesse moyenne est notablement inférieure à la vitesse maximum;

3° Dans la chambre d'observation, la diffusion des vitesses ne se produit pas d'une façon sensible. Le nombre seul des particules constituant les rayons canaux diminue avec le parcours effectué. Il y a ici une analogie non avec les rayons α, mais avec les rayons cathodiques;

4° La vitesse des rayons canaux secondaires est sensiblement égale à celle des rayons primaires;

5° L'action photographique des rayons canaux est indépendante de leur charge, et à vitesse constante ne dépend que de leur nombre.

6° La vitesse des rayons canaux dépend beaucoup de la nature des gaz occlus dans les électrodes. Léon Bloch.

Sur la solution expérimentale de la question de la nature des rayons γ (IIe communication). — **E. v. Schweidler** [*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 614]. — L'auteur discute la possibilité de décider, par l'observation des oscillations de la radioactivité, entre les différentes hypothèses sur la nature des rayons X. Léon Bloch.

Spectre de résonance de l'iode; sa transformation en spectre de bandes en présence de l'hélium. — Wood (R. W.) (en partie en collaboration avec J. Franck) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 261-268; *Soc. française de physique*, 17 févr. 1911]. — Une note préliminaire de l'auteur sur le même sujet a été analysée dans un numéro précédent de ce journal (p. 92); on a vu que l'iode manifestait une fluorescence brillante quand on l'éclaire par de la lumière blanche ou monochromatique. Examinée au spectroscope, cette fluorescence fait voir, dans le cas de lumière blanche, un spectre de bandes consistant en un grand nombre de raies; avec une source monochromatique, telle qu'un arc à mercure, on a un « spectre de résonance » formé de raies brillantes, distinctes et sensiblement équidistantes, semblable à celui que M. Wood a découvert pour la vapeur de sodium. L'expérience se fait en introduisant des petits cristaux d'iode dans un ballon de 15 à 20 centimètres de diamètre, en faisant un bon vide et en scellant ensuite le ballon à la lampe. La lumière de l'arc est condensée sur le centre du ballon au moyen d'une grande lentille à court foyer. On a observé en tout 18 ou 20 raies, dont une série de raies distantes de 65 unités Angstrom environ, excitées par la raie verte du mercure ($\lambda = 5460$), et une autre série de raies doubles excitées par les deux raies jaunes du mercure ($\lambda = 5774$ et 5796). Les deux spectres ainsi superposés peuvent aussi être obtenus séparément, en filtrant la lumière de l'arc avant de la faire arriver sur la vapeur d'iode. Le spectre dû aux raies jaunes s'obtient en interposant une solution d'éosine; il

1. *Phys. Rev.*, **29** (1909) 212-228. — *Le Radium*, **7** (1909) 105.

1. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 557.

[illegible] de l'hélium, le spectre de résonance devient de plus en plus faible, et il disparaît à une pression de 10 mm.; le [illegible]

L'effet produit sur le spectre de résonance par la pré[illegible] d'énergie entre les divers systèmes d'électrons qui composent la molécule d'iode. Une molécule peut, en effet, [illegible] Au contraire, quand il y a collision avec les molécules d'hélium, l'équilibre nécessaire pour isoler les systèmes d'électrons se transmet également aux autres. L'énergie totale mise en [illegible] sur un plus grand nombre de modes de vibration. L'auteur [illegible]

Sur la détermination du nombre des particules vibrantes dans les vapeurs, les solutions et les gaz lumineux. — Kœnigsberger. [illegible]

des bandes d'absorption des cristaux de terres rares, mais aussi du permanganate de potassium et d'un grand nombre de combinaison du chrome. Pour les bandes d'absorption ultraviolettes des substances organiques en solution ou en vapeur, pour les bandes de phosphorescence, le même fait a lieu : la proportion des centres vibrants est généralement [illegible] 1/1000.

M. Kœnigsberger a comparé l'absorption du bleu d'indigo à l'état solide et à l'état de vapeur. Les valeurs du produit $p\frac{m}{m}$ sont très sensiblement les mêmes, ce qui confirme sur une grande étendue la validité de la loi de Beer pour l'absorption sélective continue (proportionnalité de l'absorption à la masse totale). Par contre, le coefficient d'amortissement qui détermine l'absorption est 8 fois plus grand à l'état solide qu'à l'état gazeux. Il est donc probable que cet amortissement ne résulte pas des chocs (il devrait alors être 1000 fois plus faible à l'état gazeux), mais des phénomènes cinétiques intramoléculaires. Dans le cas de l'indigo p paraît être peu inférieur à l'unité, mais dans les bandes d'absorption du permanganate de potassium (bande fine dans le vert) une molécule seulement sur 500 est intéressée à l'absorption.

L'auteur conclut que l'absorption sélective continue des liquides et des solides dans un domaine spectral étendu se comporte comme l'absorption des gaz et des vapeurs à température ordinaire. Par contre les raies d'absorption fines doivent être attribuées à des électrons attachés à des molécules d'espèce particulières, présents en moindre nombre que les molécules normales, peut-être par suite d'un équi[illegible] Léon Bloch.

Distribution des lignes isodynamiques entre les pôles d'un électro-aimant et anomalies du phénomène de Zeeman. — Corbino (O. M.) (*Phys. Zeitschr.*, 11 (1910) 521-526). — L'auteur a eu l'ingénieuse idée d'explorer le champ d'un électro-aimant Weiss au moyen des franges d'interférence dues à la biréfringence magnétique. Une petite cuve de verre contenant une solution de fer colloïdal (fer Bravais) est placée entre nicols croisés à 45° des lignes de force du champ. Si l'on projette l'image de la cuve sur la fente d'un spectroscope on peut explorer par une méthode analogue à celle qui sert en astronomie solaire les différents diamètres de cette image et l'on constate en lumière blanche des franges de Fizeau et Foucault. En lumière suffisamment monochromatique et avec un champ intense on peut photographier directement la figure d'interférence. Celle-ci donne les lignes isodynamiques, puisque la biréfringence est proportionnelle au carré du champ. La difficulté est d'avoir une source lumineuse à la fois assez intense [illegible] M. Corbino a employé le spectre normal du soleil fourni par un réseau de Rowland et dans lequel on isole par une fente une région très fine. Il a pu [illegible] la répartition exacte du champ dans l'entrefer (pôles pleins et pôles troués). Les franges d'interférence qu'on observe sont [illegible] et autres, touchant les écarts des deux composantes du [illegible] Léon Bloch.

Décomposition magnétique des raies d'absorption dans son rapport avec le spectre des taches solaires. — Zeeman (P.) et Winawer (J.) (*Phys. Zeitschr.*, 11 [illegible]

de Hale sur l'existence de champs magnétiques intenses dans les taches du soleil ont augmenté l'intérêt qu'il y a à connaître exactement les diverses apparences que peut prendre le phénomène de Zeeman. Le présent mémoire, qui sera suivi d'un second, est relatif au phénomène de Zeeman inverse, c'est-à-dire qu'il concerne la décomposition magnétique des raies d'absorption. Les auteurs ont étudié surtout les raies renversées du sodium D_1 et D_2 telles que les fournit une flamme de sodium placée entre les pôles d'un électro-aimant et éclairée par un arc électrique. Leur effet a été d'observer et de photographier le phénomène non seulement dans les deux directions principales (parallèle et perpendiculaire au champ magnétique), mais, aussi, sous des azimuts obliques (60°, 45°, 56°, 55°), ce qui a un grand intérêt pour la comparaison avec les observations solaires. Ils ont également étudié d'une façon systématique l'influence de la densité de vapeur absorbante, et ont obtenu à cet égard des clichés assez caractéristiques pour qu'on puisse remonter de l'aspect présenté par le phénomène de Zeeman à la densité probable de vapeur absorbante. Ce point a bien aussi un intérêt très grand en astronomie solaire. Enfin, au lieu de faire porter leurs observations, seulement sur la lumière naturelle, les auteurs, au moyen d'un artifice ingénieux (emploi d'un rhomboèdre de spath ou d'un prisme de Fresnel) sont arrivés à obtenir sur un même cliché les images juxtaposées qu'on observe en lumière naturelle et en lumière polarisée (rectilignement ou circulairement). On tire de là des comparaisons intéressantes, outre que les résultats prennent un aspect plus net et plus facile à interpréter. La polarisation elliptique que fournit la théorie dans l'observation sous un azimut oblique se vérifie d'une façon élégante sur les très beaux clichés qui accompagnent ce mémoire. Léon Bloch.

Sur la raie 5789.88 du mercure dans le champ magnétique. — Gmelin (P.). — [*Phys. Zeitschr.*, 11 (1910), 1195-1196]. — La raie 5790,87 du mercure est remarquable en ce que la raie médiane du triplet auquel elle donne lieu se déplace vers le rouge proportionnellement au carré du champ. Pour voir si cette anomalie serait liée à la présence d'une raie satellite (5789,88), M. Gmelin a entrepris l'étude des modifications de la satellite dans le champ magnétique. Voici les résultats de cette étude :

1° La satellite se déplace fortement vers le violet quand le champ magnétique augmente. La direction du déplacement se conserve quand on inverse le champ.

2° Il se détriple d'une manière symétrique, mais les composants extrêmes ont une intensité beaucoup moindre que la raie médiane.

3° La composante déplacée vers le violet vibre perpendiculairement aux lignes de force, la composante déplacée vers le rouge vibre parallèlement aux lignes de force. La raie médiane ne semble pas polarisée, elle ne s'éteint pour aucune position du nicol analyseur, et reste, pour les deux positions principales de ce nicol, plus intense que celle des deux composants extrêmes, qui subsiste.

4° Le déplacement du satellite n'est pas proportionnel au carré du champ, comme celui de la raie principale, mais simplement proportionnel au champ.

Il s'agit donc d'un type tout à fait nouveau d'effet Zeeman anormal, les rapports de polarisation étant différents des rapports ordinaires, et le triplet dans son ensemble (après seulement la raie médiane) subissant un déplacement vers les courtes longueurs d'onde.

Léon Bloch.

L'électrisation au contact et ses relations avec la densité superficielle des corps et leur degré de dissociation ionique. — Hesehus (N.). — [*Journ. Soc. phys.-chim. russe*, *Sect. de phys.*, 42 (1910), 567-577]. — D'après l'auteur, la différence de potentiel au contact de deux substances doit augmenter : 1° avec leur densité superficielle ; 2° avec le nombre d'électrons émis par chaque atome de la surface. La densité superficielle est mesurée par la quantité $d = \Delta a^{2/3}$, où Δ est la densité de la substance et a son poids atomique ou moléculaire. Quant au nombre d'électrons émis, il est déterminé par les mesures de l'effet photo-électrique ; si ρ est le temps de décharge d'un électroscope relié à une lame chargée négativement et éclairée par de la lumière ultraviolette, $1/\rho$ sera proportionnel au nombre d'électrons émis par unité de temps, et $\delta = (1/\rho) : d = (1/\rho)(\Delta a)^{2/3}$ mesurera le nombre d'électrons par unité de temps et par atome ; ρ a été déterminé pour un grand nombre de substances par les expériences de Ramsay et Spencer (1906).

Si on dispose les métaux en série de Volta, les valeurs de d se rangent par ordre croissant lorsqu'on passe du signe + au signe — ; il en est de même des duretés des substances, tandis que les valeurs de δ suivent généralement une marche descendante.

Pour les diélectriques, la dureté (pour les solides), la tension superficielle (pour les liquides) et la densité superficielle d décroissent, au contraire, quand on parcourt la série de Volta dans le même sens que précédemment ; quant à δ, on ne peut généralement lui assigner que des valeurs hypothétiques, qui semblent diminuer du + au —, comme pour les métaux. Ainsi les deux facteurs dont dépendrait l'électrisation au contact produisent des effets de même sens dans les diélectriques, et de sens opposés dans les métaux. L. Kolowrat.

Sur le corps solide dans la théorie de la relativité. — Laue (M.). — [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 85-87]. — La généralisation de la notion de corps solide qui a été proposée par Born, puis discutée par Ehrenfest, Herglotz, Nother, et reprise par Born lui-même, présente le grave inconvénient de ne laisser au corps solide que 5 ou 6 degrés de liberté. Comme l'a remarqué Nother et comme le suggère la conception de Minkowski, le corps solide dans la théorie de la relativité devrait posséder 9 degrés de liberté. M. Laue attire l'attention sur ce fait qu'un corps supposé immobile par rapport à un certain système de référence peut recevoir des percussions telles qu'il se comporte en réalité comme doué de degrés de liberté en nombre aussi grand qu'on le veut. Ceci tient à ce que le solide ordinaire de notre mécanique rationnelle est supposé transmettre *instantanément* à toutes ses parties les impulsions reçues par l'une d'elles. Une semblable supposition choque le principe de relativité, qui n'admet pas la propagation d'actions mécaniques avec une vitesse supérieure à celle de la lumière. Dans la théorie de la relativité, un corps resté au repos jusqu'à un certain moment, peut très bien recevoir à ce moment un nombre quelconque n de percussions localisées dans des points différents, et il s'écoulera un certain temps avant que les ondes de choc ainsi créées empiètent les unes sur les autres. Pendant tout ce temps le corps se comporte comme s'il possédait n degrés de liberté. La théorie de la relativité, comme l'a montré Sommerfeld, n'est pas incompatible avec l'existence d'une propagation plus rapide que celle de la lumière, pourvu que cette propagation concerne des grandeurs abstraites (phases, etc.) : elle affirme seulement qu'il ne peut pas y avoir de propagation plus rapide que celle de la lumière entre un effet physique quelconque et le phénomène concret qui en est la cause. Léon Bloch.

Ionisation

Détermination de la charge de particules de brouillard. — [illegible] K. [illegible] .12 [1911] [illegible]

[illegible] effectivement une accumulation de nombres autour de la [illegible]

[illegible]

Influence de la vapeur d'eau sur la mobilité des ions produits par les rayons de Röntgen dans l'air. — Lathey R. T. [illegible] .84 [1910] 173-181). — Le principe de la méthode employée est le suivant : dans un espace limité par deux toiles métalliques [illegible] toiles on établit un champ électrique uniforme, alternativement dans les deux sens, celui des deux champs qui [illegible] peut donner telle valeur qu'on veut.

Si, toutes choses égales d'ailleurs, on diminue t progres[illegible] plus le temps d'atteindre B. On détermine la valeur corres[illegible]

Pour cela, derrière B se trouve un plateau de cuivre C, [illegible] entre B et C, il entraine sur C les ions qui ont pu atteindre la toile B, il en résulte une [illegible]

[illegible]

La charge spécifique des ions émis par les corps chauds. — Richardson O. W. et Hulbirt F. R. ([illegible] *Phil. Mag.*, 20 [1910] 545-559). Dans un travail antérieur[1] on a établi que, pour le platine et le carbone, la valeur de $\frac{e}{m}$ correspondant aux ions positifs émis vers 900° à 1000° était la même pour les deux corps et voisine de 380 unités électromagnétiques, ce qui donne pour le rapport m/H de la masse des porteurs de la charge à la masse de l'atome d'hydrogène le nombre 26. Cette valeur était voisine également de celle obtenue par J. J. Thomson pour le fer. Contrairement à ce que l'on aurait pu attendre, par conséquent, la masse atomique des porteurs chargés positivement n'a aucun rapport avec la masse atomique du métal chauffé.

Cette conclusion avait besoin d'être confirmée et l'on a étudié, exactement avec le même appareil que précédemment[1], le platine, le palladium, l'or, l'argent, le cuivre, le nickel, le fer, l'osmium, le tantale, le tungstène, le laiton, l'acier et un alliage (contenant du fer) appelé par l'auteur nichrome.

Avec le platine on a retrouvé le même résultat qu'auparavant, en effectuant comme cela avait déjà été fait une correction importante pour tenir compte de ce que les conditions théoriques que doit remplir l'appareil ne sont pas exactement réalisées. L'émission positive diminue peu à peu quand le chauffage se prolonge. C'est l'inverse avec l'argent, peut-être parce que la bande métallique s'amincit et qu'un même courant la chauffe davantage. Les bandes avaient 5 mm. de long sur 0,2 mm. de large et 0,02 mm. à 0,05 mm. d'épaisseur.

L'or et le tantale fournissent d'abord une émission très dispersée et une valeur de e/m égale à la moitié de celle que l'on obtient finalement. Même sous la pression de 0,001 mm. le tantale se consume rapidement et ne peut supporter un chauffage prolongé. Le tungstène a donné des résultats bizarres; les courbes du maximum desquelles on déduit la déviation magnétique présentent plusieurs maxima, aussi bien sans le champ magnétique qu'avec le champ, ce qui exclut l'hypothèse d'une émission complexe. Les résultats varient dans la proportion de 1 à 11, sans indiquer d'amélioration nette avec la durée de la chauffe.

Quant au fer, il a fourni des résultats extrêmement discordants, donnant une valeur de e/m toujours trop forte par rapport à l'ensemble des autres mesures. Dans les cas où la valeur e/m a été la plus forte, on a remarqué un dépôt noir ressemblant à de la suie sur la lame de platine servant d'électrode; d'après la valeur de m/H correspondant à ce cas (voisine de 12) on peut supposer qu'il s'agit d'une émission d'atomes de charbon, sortant ionisés de la masse du métal.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus.

A une ou deux exceptions près, les nombres de la dernière colonne ne diffèrent pas les uns des autres de plus des erreurs expérimentales possibles. L'une des plus importantes est la courbure prise par la bande métallique chauffée, car sa distance à l'électrode intervient par sa quatrième puissance. Il semble donc établi que l'émission positive n'est pas due à une propriété spécifique du métal, mais à l'émission d'une substance occluse, sous forme ionisée. [illegible] forment presque exclusivement de l'hydrogène pour lequel [illegible] De plus le fer, qui semblerait devoir renfermer le plus de [illegible]

1. *Phil. Mag.*, 16 [1908] 740; *Le Radium*, 6 [1909] 2[illegible]

Substance	Valeur initiale de $\frac{e}{m}$	Valeur initiale de $\frac{m}{H}$	Valeur permanente de $\frac{e}{m}$	Valeur permanente de $\frac{m}{H}$
Platine. . .	...	....	587	25.0
Palladium. .	...	....	557	28.7
Cuivre . . .	...	...	566	26.4
Argent . . .	...	...	542	28.3
Nickel . . .	...	....	580	25.4
Osmium . .	...	....	420	25.0
Or.	221	43.7	445	21.7
Fer	775	12.5	486	19.9
Tantale. . .	199	48.4	400	24.2
Tungstène. .	246	39.5	...	...
Laiton . . .	...	...	558	27.0
Acier. . . .	...	..	545	28.1
Chrome. . .	...	...	420	25.0
Platine. . .	...	...	584	25.7
Charbon . .	...	...	555	27.6

La conclusion du mémoire est que l'émission positive est due à des atomes de sodium (poids atomique 23) avec un peu de potassium, ces corps ou leurs composés figurant à l'état d'impuretés très étroitement liées au métal puisqu'aucun des traitements chimiques auxquels les échantillons employés ont été soumis n'a sensiblement modifié la valeur de m H correspondant à leur émission positive.

L. Dunoyer.

Les ions positifs d'origine thermique émis par les sels des métaux alcalins. — Richardson (O. W.) [*Phys. Rev.*, **31** (1910) 608-609]. — Le mémoire, dont M. Richardson donne ici le résumé, contient la description des mesures du rapport $\frac{e}{m}$ pour les ions positifs émis par les sels des métaux alcalins chauffés. La méthode était la même que celle qui a été déjà employée par l'auteur pour les métaux chauffés. Les sels expérimentés étaient fondus en couche mince sur une bande de platine dont la capacité de production d'ions positifs avait été détruite par un chauffage antérieur.

Les valeurs trouvées pour $\frac{e}{m}$ sont inversement proportionnelles aux poids atomiques des éléments métalliques présents dans les combinaisons employées. Si nous supposons que ces ions portent la même charge que l'atome d'hydrogène dans l'électrolyse, les valeurs expérimentalement obtenues pour la masse des ions, rapportées à la masse de l'atome d'hydrogène pris pour unité, ont été

SO^4Li^2	SO^4Na^2	SO^4K^2	SO^4Rb^2	SO^4Cs^2
6,2	22,5	56,5	96	140

tandis que les poids atomiques des éléments métalliques sont

7,05	23,05	39,15	85,5	132,9

Des mesures spéciales effectuées sur différents composés du sodium (SO^4Na^2, NaF, NaI) ont donné la même valeur de $\frac{e}{m}$; la nature des ions dépend donc seulement du métal présent.

Ces expériences montrent donc que les ions positifs émis par les sels des métaux alcalins chauffés sont des atomes du constituant métallique qui portent une charge égale à celle de l'ion électrolytique d'hydrogène. L. Dunoyer.

Sur les ions thermiques positifs émis par les sulfates des métaux alcalins. — Sur les ions thermiques positifs émis par les sels des métaux alcalins. — Richardson (O. W.) [*Phil. Mag.*, **20** (1910) 981-1000]. — L'auteur a mesuré précédemment (v. *Radium* **9** (1909) 24) le rapport e/m pour les ions positifs émis par différents métaux chauffés ; il a trouvé des valeurs à peu près semblables entre elles dans tous les cas, et telles que la masse de l'ion était environ 25 fois plus grande que celle d'un atome d'hydrogène. Pour expliquer cette particularité, il a supposé que ces ions étaient en réalité des atomes de sodium (poids atomique 23,05) présent à l'état d'impureté dans toutes les substances examinées. S'il en est ainsi, on doit avoir des ions de masse différente lorsqu'au lieu du sodium on est en présence d'autres métaux alcalins ; c'est ce que l'expérience a vérifié d'une manière concluante. En effet, en mettant des sels de Li, Na, K, Rb, Cs sur une lame de platine et en chauffant celle-ci dans des conditions convenables, M. Richardson a obtenu des ions positifs dont la masse calculée était, aux erreurs près, égale à la masse d'un atome du métal employé.

Une des difficultés de l'expérience vient de ce que les sels ne sont pas absolument purs ; or, une faible trace d'un des métaux ajoutée à un autre peut fausser entièrement les résultats. Par exemple, le sulfate de lithium contient toujours des traces des sulfates de K et de Na : en chauffant, ce sont ces derniers qui produiront la majeure partie de l'ionisation, parce que l'ionisation d'un sel alcalin chauffé croît avec le poids atomique du métal, et que la volatilité des sulfates suit aussi l'ordre des poids atomiques. Cependant, si la chauffe est suffisamment prolongée, les impuretés finissent par s'en aller, et l'ionisation qu'on mesure est alors vraiment relative au lithium.

La méthode de l'auteur, délicate et précise, a été décrite dans son mémoire précédent. Une petite lame de platine ($5 \times 0,5 \times 0,02$ mm) chauffée par un courant électrique, est placée au centre du plateau inférieur d'un condensateur ; le plateau supérieur, mobile dans son propre plan, porte une fente parallèle à la lame de platine ; derrière la fente se trouve un cylindre de Faraday, isolé mais solidaire du plateau ; le tout est placé dans un bon vide (10^{-3} à 10^{-5} mm). Lorsqu'une différence de potentiel (200 volts) est établie entre les plateaux, une fraction des ions émis par la lame traversera la fente ; cette fraction dépend de la position de la lame, elle est évidemment maximum quand la fente est juste en face de la lame. Si donc on porte en abscisses les positions de la fente, et en ordonnées le rapport de la charge recueillie par le cylindre de Faraday à celle recueillie par le plateau supérieur, on aura une courbe symétrique par rapport à un maximum. Si maintenant on établit un champ magnétique parallèle à la fente, les ions seront déviés, et le maximum de la courbe sera déplacé ; la valeur de ce déplacement permet de calculer le rapport e/m pour les ions considérés. Voici un résumé des résultats relatifs aux différents sels : on ne donnera que les valeurs de m, obtenues en posant $e = 9660$ U.E.M ; $m_H = 1$.

Li^2SO^4. En chauffant la lame de platine sans sel, on a eu $m = 32,5$; la première chauffe du sel a conduit à un nombre voisin, soit $m = 35,9$; dans les deux cas, ce sont probablement les ions de Na et de K qui interviennent. Après une chauffe continue de 12 heures, la courbe déviée par le champ magnétique se trouve être dédoublée, c'est-à-dire qu'elle consiste en deux maxima séparés par un minimum ; les valeurs de m respectives sont 41,8 et 5,5 ; la dernière correspond aux ions du lithium. En continuant la chauffe, le deuxième maximum devient de plus en plus accentué, tandis que le premier tend à s'effacer ; après

[illegible]

[illegible] les valeurs de m qui, jusqu'à 70 heures de chauffe, ont constamment été voisines de 36,5 (poids atomique 39,15). [illegible] 152,9). La conclusion générale est donc que les ions positifs émis par les sulfates des métaux alcalins sont des atomes du métal; de plus chacun de ces ions porte une charge [illegible] ment dit, ce sont des atomes du métal ayant perdu un électron négatif. Ce résultat est analogue à celui qu'on a pour d'autres porteurs de charges positifs (particules α, [illegible]

La note qui vient d'être analysée est suivie d'une autre, très courte, qui rend compte d'expériences semblables faites avec des sels autres que les sulfates, à savoir NaFl et [illegible] se propose d'étendre ces recherches aux sels des métaux polyvalents, pour voir s'il n'est pas possible d'obtenir ainsi [illegible]

J. [illegible]

Décharge à partir d'une surface de chaux incandescente. — Cahil C. D. (*Phys. Rev.*, 31 [illegible]). — [illegible] recherches sur la décharge à travers les gaz quand on [illegible] paraissent avoir été orientées vers la discussion de la théorie [illegible] tation brusque et considérable du courant quand la différence de potentiel dépasse un peu une valeur critique. [illegible] une certaine quantité d'énergie par impacts répétés des [illegible]

[illegible]

Ionisation produite dans les gaz par des rayons de très petite longueur d'onde. — Palmer F. [illegible] de Lénard ont montré que les gaz sont ionisés par des rayons de courte longueur d'onde, allant jusqu'à 0,1800 μ. Les présentes recherches de Palmer ont pour but d'examiner l'action ionisante de radiations de longueur d'onde encore plus petite. La principale difficulté vient de ce que ces rayons sont absorbés complètement par de faibles couches de gaz.

L'appareil employé est représenté sur la fig. 1 : la source de rayons ultra-violets est le tube A, que l'on remplit

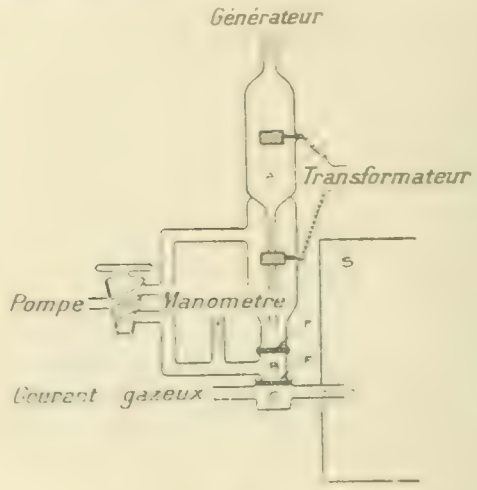


Fig. 1.

d'hydrogène, et où l'on fait passer la décharge entre deux électrodes d'aluminium; on a ainsi les bandes du carbone dues à des traces de carbures d'hydrogène, et qui vont jusqu'à 0,1700 μ, et les raies de l'hydrogène, jusqu'à 0,1250 μ. Une expérience préliminaire avait montré que l'intensité maximum pour ces radiations était obtenue [illegible] de H_2.

Sur le trajet de ces rayons est interposée une enceinte B, limitée par deux parois FF′ en fluorine : cette enceinte [illegible] d'oxygène à des pressions diverses et servira d'écran d'absorption variable. Enfin, derrière B est une dernière capacité C par laquelle on fait passer un courant du gaz étudié : celui-ci y est soumis à l'action des rayons issus de A; il est ensuite envoyé dans une chambre d'ionisation ordinaire, où son ionisation est mesurée au moyen d'un dispositif électrométrique bien connu. Avant d'entrer dans C, le gaz est soigneusement desséché et privé de poussière.

[illegible] d'absorption dont la largeur dépendait de la pression de l'oxygène : à la pression atmosphérique cette bande allait de la [illegible] atmosphère, cette bande allait de 0,1550 à 0,1500. D'autre part, les rayons employés consistaient en une bande allant [illegible] 0,1250. En diminuant la pression de l'oxygène dans B, on [illegible]

comporte comme étant à peu près transparent. Il est important de noter que le courant mesuré dans la chambre

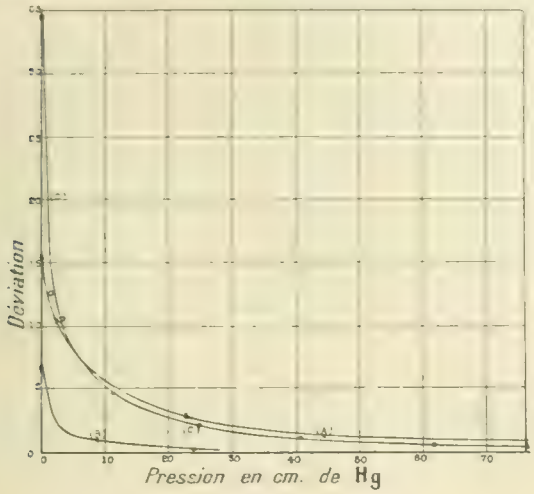


Fig. 2.

d'ionisation était indépendant du sens du champ électrique qu'on y créait : le même nombre d'ions positifs et négatifs étaient donc produits.

La principale cause d'erreur qui modifiait ces courbes était la présence d'humidité dans les gaz employés, tant dans celui de la chambre B, que celui de G : dans B l'humidité augmentait l'absorption et par suite diminuait l'ionisation du gaz étudié; en C, au contraire, l'augmentation de l'absorption produisait une augmentation de l'ionisation; mais les deux effets ne se compensaient pas, et il en résultait une modification compliquée de la forme des courbes.

En outre les radiations ultra-violettes ozonisaient l'oxygène de B, qui avec la vapeur d'eau formait de l'eau oxygénée : c'est à cela que l'auteur attribue la formation sur la paroi F d'une pellicule très nette, qui se montrait très peu transparente pour les radiations ayant le pouvoir ionisant le plus fort (celles que l'on recevait en C mettant en B une faible pression), et les courbes résultantes étaient déformées jusqu'à présenter un maximum. Il fallait donc dessécher les gaz très soigneusement.

De ces expériences l'auteur conclut que les radiations ultra-violettes de longueur d'onde plus petite que $0\mu,1850$ ionisent fortement les gaz tels que O, Az, l'air.

J. Danysz.

La fatigue photo-électrique des métaux. Allen S. *Phil. Mag.*, 20 (1910) 564-575]. — Les expériences de l'auteur, commencées depuis plusieurs années, viennent à l'appui de celles de Hallwachs[1] et de ses élèves. Elles portent principalement sur une lame de zinc, éclairée par une lampe à vapeur de mercure en quartz à travers une toile métallique chargée positivement, observée soit dans l'air de la pièce, soit dans une boîte fermée, polie au papier émeri fin et au papier rouge, ou simplement frottée de papier émeri, plongée dans l'air ou dans l'hydrogène pur et sec. L'argent, l'aluminium et le cuivre ont été également étudiés. Le courant était mesuré avec un électromètre Dolezalek et une capacité; les lectures espacées de 2 minutes sur un intervalle de 16 minutes.

1. *Phys. Zeitschr.*, 1904. *Ber. d. math.-phys. Klasse d. kgl. Sachs. Gesellsch. d. Wissens. zu Leipzig* 1906; *Ann. d. Phys.* 1907. H. Ben. *Ann. d. Phys.*, 1910. Lehmann, *Ann. d. Phys.*, (1910).

On établit : 1° que la lumière ultra-violette [illegible] n'est pas la cause principale du phénomène de fatigue, [illegible] la décroissance du courant, aussitôt après polissage, [illegible] peine ralentie si on met la plaque dans l'obscurité pendant plusieurs minutes, après la mesure initiale; 2° que la grandeur du champ maintenu entre les électrodes n'intervient pratiquement pas (si l'on renverse le sens du champ pendant un certain temps, puis si on le rétablit dans le sens convenable à la mesure, on observe cependant une légère augmentation du courant, mais momentanée); 3° que la fatigue se produit de la même façon dans l'air et dans l'hydrogène; 4° qu'elle se produit beaucoup plus vite dans l'air de la pièce que dans la boîte close, dont les dimensions jouent par conséquent un rôle important; 5° que la qualité du poli (émeri grossier ou polissage au rouge) ne semble pas influer sur la marche du phénomène.

L'auteur conclut de là, avec Hallwachs, que la fatigue photo-électrique, sous la pression atmosphérique, ne peut être due qu'à une modification dans la pellicule gazeuse ou dans les gaz occlus par le métal. Les autres facteurs ne peuvent intervenir que d'une manière secondaire.

L. Dunoyer.

Effet photoélectrique normal et sélectif. — **Pohl** (R.) et **Pringsheim** (P.) (université de Berlin) (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 155-161]. — Il y a des contradictions apparemment irréductibles entre certains résultats obtenus par différents auteurs qui ont travaillé sur l'effet photoélectrique. Ainsi, d'après certains auteurs, la grandeur de cet effet augmente quand on s'avance dans la partie ultraviolette du spectre; selon d'autres, au contraire, il y a un maximum dans la partie visible. Lorsqu'on emploie de la lumière polarisée, il y a des expériences qui montrent que l'effet dépend de l'angle formé par le plan de polarisation et le plan d'incidence; dans d'autres cas, on a trouvé qu'il en était indépendant. MM. Pohl et Pringsheim montrent qu'on peut rendre compte de l'ensemble de tous ces résultats en admettant qu'il existe, indépendamment de l'effet normal, un autre effet sélectif, inconnu jusqu'ici; l'existence en ressort net-

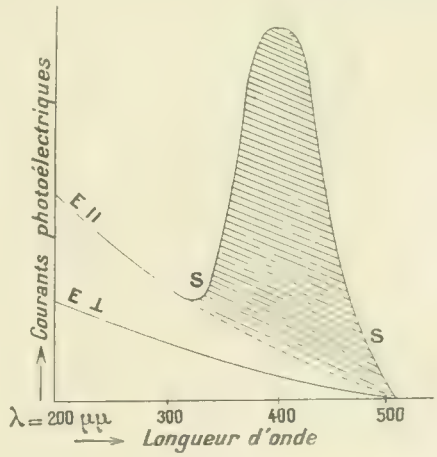


Fig. 1.

tement de leurs courbes expérimentales, dont la figure ci-contre donne une idée; elle montre la superposition des deux effets dans le cas d'un métal alcalin ou de son amalgame. E ∥ et E ⊥ sont les courbes relatives à l'effet normal dans les deux cas où le vecteur électrique des vibrations lumineuses est parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence; le courant observé est plus faible dans

[illegible] se rapportent à telle région du [illegible]

[illegible]

Relation entre l'effet photo-électrique dans l'aluminium et la longueur d'onde de la lumière incidente. — Wright J. R. (*Phys. Rev.*, 32, 1911, [illegible]). — [illegible] observées avant l'exposition.

L'auteur a étudié la relation entre les valeurs nouvelles [illegible] dente.

Un disque d'aluminium, qui primitivement avait un potentiel positif de 0,25 volt fut éclairé d'une manière inter[illegible] il lui l'auteur obtint un maximum défini de ce potentiel pour [illegible] dente ne modifient pas la valeur maxima obtenue.

[illegible]

E. Sarasin.

Production d'électricité positive par le phosphate d'aluminium chauffé. — Garrett (*Phys. Rev.*, 29, [illegible]) [illegible] chauffés émettent des ions positifs et négatifs, avec un excès d'ions positifs en général. J. J. Thomson[1] a reconnu que c'est l'acide qui détermine la nature de la charge [illegible]

[illegible] la Lune de pla[illegible]

[illegible]

Ce dispositif, dont la sensibilité est largement suffisante pour mesurer le courant positif, ne permettait pas de déceler la petite quantité d'ions négatifs produits. Il fallait pour ceux-là, dont le nombre ne dépassait pas $\frac{1}{5}$ pour cent [illegible] ions positifs, une disposition différente.

II. *Dépendance de l'émission positive.* — Elle dépend de la température et de la pression. Les résultats typiques comme étant les plus caractéristiques se rapportent à une pression d'environ 0,5 mm. et à une température approximative de 1200°. Aussitôt que la température devient cons[illegible] les mesures ; avant le commencement [illegible] dans le platine [illegible] 60 volts.

Dans le cas où le gaz environnant est CO^2 on obtient la courbe ECD (fig. 1). Le courant passe par un maximum au bout d'une vingtaine de minutes, puis décroît à peu près

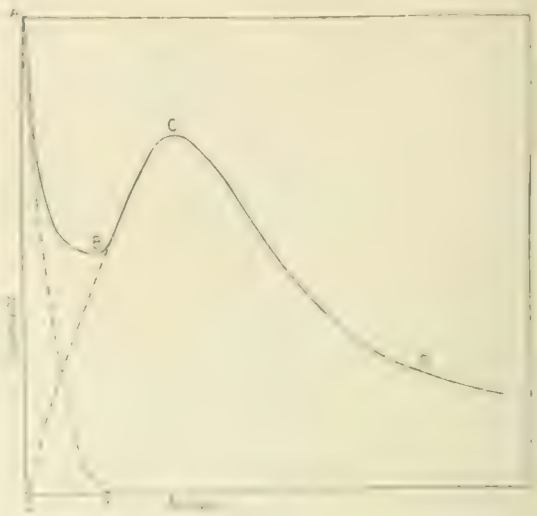


Fig. 1

exponentiellement en quelques heures vers un état stable. Quand cet état est atteint il se maintient pendant plusieurs mois, à moins que l'on humecte la pastille. Le courant se trouve de nouveau très augmenté mais décroît rapidement suivant AF vers la même valeur limite que précédemment.

Dans le cas où le gaz environnant est l'air ou l'hydrogène, la courbe est plus compliquée, ABCD. Aux phéno[illegible] l'effet d'une humidité initiale.

La courbe ECD rappelle la courbe représentative de la [illegible] de l'O et de l'H. Le gaz ne contient pas de rayons. D'après cette analogie on pourrait penser qu'il se forme d'abord aux dépens du sel et du gaz environnant une substance n'émettant pas d'ions qui se transforme en une autre émettant des ions positifs.

[illegible] par une formule telle que

$$[illegible]$$

[illegible]

II. *Action de la chaleur en l'absence du champ électrostatique.* Si l'on isole la lame de platine en continuant le chauffage, le courant prend une valeur beaucoup plus

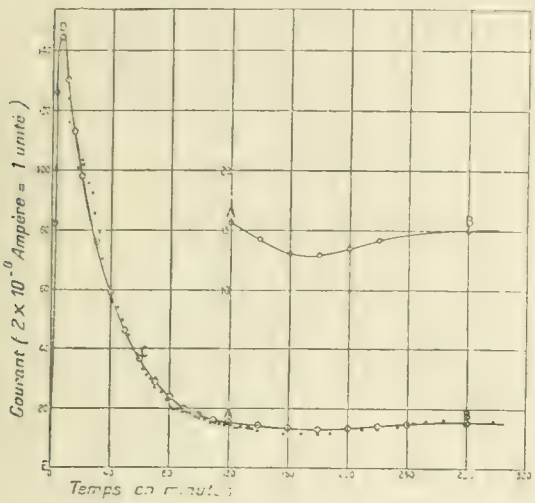


Fig. 2.

grande, qui tombe à sa valeur normale en deux ou trois minutes. La valeur anormale du courant dépend du temps pendant lequel le sel a été isolé ; elle augmente jusqu'à une durée d'isolement de 10 minutes, après quoi elle reste constante, comme si l'absence du champ électrique permettait l'accumulation dans le sel des ions positifs, obligés de vaincre, pour s'échapper, une certaine résistance surmontée seulement quand la charge est devenue suffisante.

III. *Influence de la pression sur le courant. Existence des doublets.* On a fait varier la pression depuis la valeur la plus basse qu'il a été possible d'obtenir (0,001 mm.) jusqu'à une quinzaine de centimètres, en maintenant constante la température à 1005°, 1085° et 1115°. Les courbes du courant en fonction de la pression présentent un maximum très marqué aux pressions basses (inférieures à 2 cm.) A toutes les pressions le courant est d'autant plus grand que la température est plus élevée. Le maximun correspond à une pression d'autant plus basse que la température est plus haute.

Il est impossible d'interpréter cette loi de variation remarquable, dont les caractères sont les mêmes avec les trois gaz étudiés, au moyen de l'ionisation par chocs, car les courants maxima observés correspondaient toujours à une partie parfaitement plate de la courbe de saturation. On peut en rendre compte en admettant que le sel chauffé émet des doublets analogues à ceux que Righi a imaginés pour expliquer les rayons magnéto-cathodiques et que J. J. Thomson a retrouvés dans ses recherches sur l'électricité positive. Aux pressions très basses en effet, les doublets seraient émis, d'après l'auteur, avec de grandes vitesses, mais ils rencontreraient peu de molécules gazeuses pour les dissocier; aux fortes pressions ils auraient plus de chances de collision mais seraient émis avec des vitesses plus faibles ; entre les deux il y aurait donc une production maxima d'ions positifs. La difficulté est d'expliquer, avec cette hypothèse, l'énorme dissymétrie entre le courant positif et le courant négatif.

D'autres expériences conduisent aussi à l'hypothèse des doublets. On faisait passer un courant d'air atmosphérique filtré dans le tube contenant la lame de platine chauffée, puis dans deux condensateurs cylindriques mis en série. On établissait dans le premier condensateur un champ suffisant pour assurer d'une manière complète la saturation. Le second condensateur, dans lequel un champ intense était aussi établi, indiquait à l'électromètre encore un courant de 8 % environ du courant total. Ce courant résiduel prend des valeurs égales et de signe contraire suivant le sens dans lequel on établit le champ. Il trouve son explication la plus simple dans la destruction de quelques doublets entre les deux condensateurs. Si ce courant était dû à des ions très lents (d'une mobilité au plus égale à 0,01 mm. par seconde), on apercevrait pour le premier condensateur un manque de saturation.

Enfin l'auteur a employé l'appareil représenté par la figure 3, dans lequel S est la lame de platine chauffée et

Fig. 3.

où l'on fait le vide au 0,01 mm. Le champ établi entre S, chargée positivement, et le tube métallique E doit arrêter tous les ions négatifs qui auraient pu s'échapper de S ; entre E et la toile métallique P un champ de sens inverse doit arrêter tous les ions positifs émis. Pourtant un électroscope relié au cylindre de Faraday F se décharge aussi rapidement quel que soit le signe de sa charge ; l'ionisation produite dans ce cylindre ne semble pouvoir provenir que de doublets neutres au moment où ils ont traversé la toile métallique P.

IV. L'influence d'un champ magnétique transversal sur le courant dans le vide paraît aussi devoir, quoique d'une complexité assez difficile à interpréter, soutenir l'hypothèse des doublets. L'action du champ permet une détermination approchée de e/m pour les porteurs de la charge positive. On trouve 9700 unités E. M. Il semble donc que les ions positifs produits soient de la dimension des atomes d'hydrogène.

Enfin la mesure du potentiel négatif qu'il faut appliquer à la lame de platine pour supprimer l'apport de charges positives sur l'électrode isolée, reliée à un électromètre, et un peu protégée contre l'arrivée des charges négatives par un champ magnétique faible, permet d'avoir une idée de la vitesse avec laquelle les ions positifs sont lancés par le sel chauffé (pression de 0,01 mm.). On trouve $v = 1,4.10^6$ cm sec, vitesse comparable à celle des rayons anodiques.

Quant à la loi suivant laquelle varie avec la température l'émission positive sous une pression donnée, elle est la même que celle indiquée par Richardson pour l'émission positive ou négative du platine. A [illegible]. J. Duboscq.

Rayons d'électricité positive. — **Thomson (J. J.)** [*Phil. Mag.*, **20** (1910) 755-767]. — Ce mémoire fait suite à ceux que l'auteur a publiés récemment sur le même sujet[1]. Grâce à l'emploi de tubes à vide beaucoup plus

1. *Phil. Mag.*, **16** (1908) 657-691 ; **18** (1909) 821-845 ; **19** (1910) 424-475. — *Le Radium*, 6 (1909) 15 ; 7 (1910) 115, 7 (1910) 216.

[illegible] 7 (1910) 115. Les rayons [illegible] passent dans un champ électrique qui les dévie [illegible] et dans un champ magnétique qui les [illegible]

c_1 et c_2 étant des constantes qui ne dépendent que des dimensions géométriques de l'appareil ainsi que des champs [illegible] sauf indication expresse du contraire.

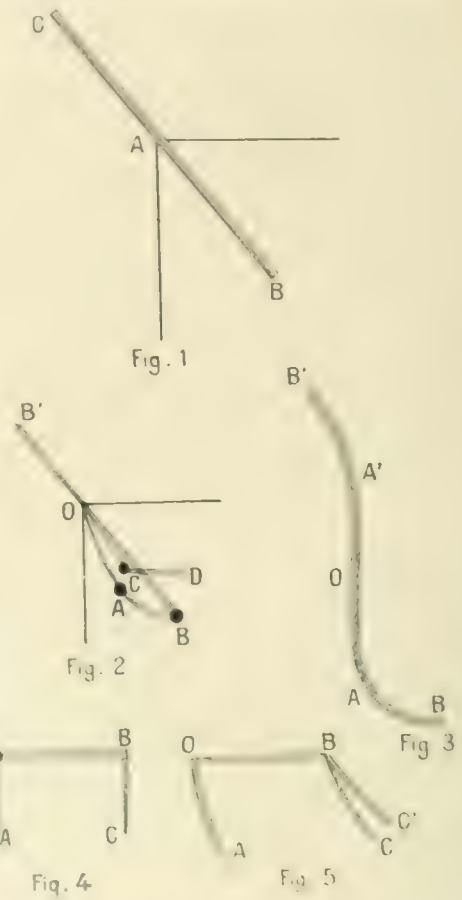
[illegible] sur l'écran fluorescent (willémite en poudre extrêmement fine obtenue en laissant décanter une suspension dans l'alcool) une bande lumineuse comme l'indique la figure 1. C'est ce qui avait déjà été observé. Elle est rectiligne, ce qui [illegible] de potentiel qu'on applique au tube entre 5000 et 40000 volts, ce qui montre que leur vitesse n'est vraisemblablement pas dans la dépendance directe du champ électrique qui les [illegible]

[illegible] cette bande lumineuse s'affaiblit, en même temps qu'apparaissent [illegible] centre à l'extrémité positive de la bande, et d'autres taches en dehors de la bande, comme A et C. Quand la [illegible] une ne faiblement lumineux.

[illegible] quement, mais non électriquement, et qui, [illegible] la [illegible]

[illegible] se déviant [illegible] par neutralisation progressive entre la région du champ électrique et celle du champ magnétique.

Une deuxième expérience consiste à faire agir un champ magnétique produisant une déviation horizontale avant le



dispositif du champ électrique et du champ magnétique combinés. Si l'on excite seulement les champs magnétiques, on obtient ainsi, sur l'écran fluorescent, la figure 4; OB se rapporte à des rayons qui subissent la première déviation magnétique (horizontale); OA correspond à ceux qui ont acquis leur charge entre les deux régions déviatrices, et BC à ceux qui ont conservé leur charge depuis leur passage à travers la cathode. Si maintenant on fait agir le champ électrique, la bande OA se recourbe et la bande BC se divise en deux (fig. 5) qui correspondent à OA et OC de la figure 2. Les taches A et C ainsi que les traînées paraboliques sur lesquelles elles se trouvent sont [illegible] ayant [illegible] tout le trajet. Ces rayons, ainsi que le nombre et la [illegible] teristiques du gaz contenu dans le tube.

[illegible] en groupant les rayons positifs en trois classes, comme suit :

[illegible] $\frac{e}{m}$ qui leur correspond.

2° Rayons secondaires produits par les rayons I. Lorsque [illegible]

constante de l'ordre de 2.10^8 c sec, quelle que soit la différence de potentiel entre les électrodes, et une valeur maximum constante pour $\frac{e}{m}$ égale à 10^7. Ils sont d'autant plus abondants que la pression est plus forte et le tube plus petit.

5° Rayons caractéristiques des gaz contenus dans le tube. On ne les aperçoit qu'aux très basses pressions, grâce à des taches brillantes qu'ils forment sur l'écran; ces taches sont réparties sur des traînées lumineuses paraboliques qui forment une sorte de spectre caractéristique des gaz contenus dans le tube. La vitesse de ces rayons dépend de la différence de potentiel appliquée au tube et la valeur de $\frac{e}{m}$ est inversement proportionnelle au poids atomique des gaz qui leur donnent naissance.

Les rayons rétrogrades qui circulent, à partir de la cathode, dans le même sens que les rayons cathodiques, appartiennent toujours aux catégories I et II. D'autre part un certain nombre de rayons de la catégorie II sont négativement chargés. Quelquefois des rayons de la catégorie III possèdent aussi une charge négative.

La place manque pour indiquer l'élégante méthode qu'emploie M. J. J. Thomson pour déterminer les coefficients c_1 et c_2 qui servent à calculer v et $\frac{e}{m}$ d'après les déviations. On trouve que les taches brillantes des rayons III correspondent à la même déviation électrostatique et que par suite les valeurs de $\frac{m}{e}$ pour les différentes taches sont entre elles comme les carrés des déviations magnétiques. On a obtenu ainsi une série de taches pour lesquelles les valeurs de $\frac{m}{e}$ sont comme 1 est à 2, 4, 14, 12. L'auteur suppose que ces taches correspondent à l'atome d'hydrogène, le plus dévié, puis à la molécule d'hydrogène, à l'atome d'hélium, à l'atome d'azote ou d'oxygène et à l'atome de carbone. L'hydrogène seul paraît exister à l'état monoatomique.

L. Dunoyer.

Rayons d'électricité positive. — Thomson (J. J.) *Phil. Mag.*, 21 (1911) 225-249. — L'auteur a continué les expériences dont il a été question dans l'analyse précédente, mais au lieu d'observer le tracé que font les rayons sur un écran de willémite, il a employé cette fois une méthode photographique. Comme précédemment, on a un tube de décharge muni d'une cathode percée d'un trou au centre; les rayons positifs qui ont traversé ce trou passent par un long tube étroit, puis sont déviés par un champ électrique et un champ magnétique superposés; ils pénètrent ensuite dans un grand récipient (capacité 1 litre environ) contenant le dispositif photographique. Le tube de communication étant très étroit, il est possible d'avoir dans le récipient un vide beaucoup plus avancé que dans le tube à décharge, ce qui permet d'obtenir un effet plus intense sans exagérer la différence de potentiel entre les électrodes de décharge.

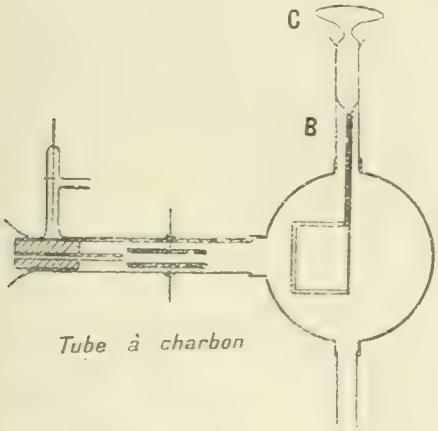


Fig. 1. — Plan

La plaque sensible est insérée dans le couvercle A d'une boîte; ce couvercle peut être tourné de l'extérieur au moyen du robinet rodé C. On fait d'abord tomber les rayons sur un écran de willémite S; lorsqu'on a atteint une pression telle qu'on juge le moment venu de prendre une photographie, on n'a qu'à tourner le robinet de 90° pour mettre la plaque sur le trajet des rayons; après le temps de pose nécessaire, on la rabat de nouveau sur la boîte. Un autre dispositif consistant à suspendre la plaque verticalement par un fil de soie enroulé autour d'une tige fixée à un robinet du même genre que C; en tournant le robinet, on fait défiler les diverses portions de la plaque devant une ouverture convenable, et on peut prendre plusieurs clichés sur la même plaque.

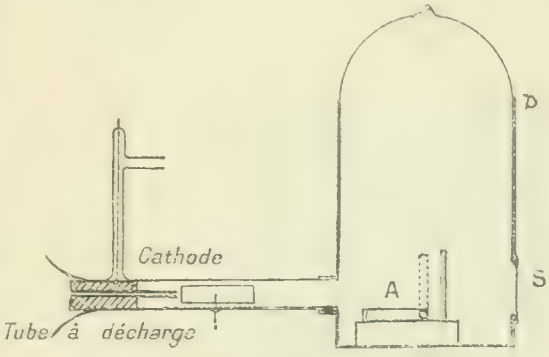


Fig. 2. — Élévation

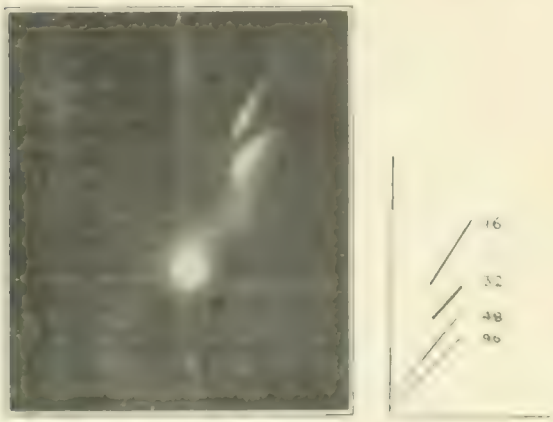
Les champs électrique et magnétique étant superposés, les déviations qu'ils produisent sont perpendiculaires l'une à l'autre; on obtient donc sur la plaque des courbes qui permettent de calculer les valeurs de e/m et de v correspondant aux divers faisceaux de rayons. On a vu que ces rayons étaient de deux espèces différentes :

1° Rayons primaires constitués par des ions produits dans le tube de décharge; ces rayons tracent sur la plaque des arcs de parabole, dont le prolongement passe sur l'origine des coordonnées, mais qui s'arrêtent nettement à une certaine distance de l'origine. Chaque parabole correspond à un faisceau ayant une valeur fixe de e/m; la vitesse varie le long de la parabole, puisque les particules qui forment les rayons ne sont pas toutes produites au même endroit du tube de décharge et que, par conséquent, la différence de potentiel à travers laquelle elles ont passé n'est pas la même; une vitesse maximum, donc une déviation minimum, correspond à une différence de potentiel franchie maximum; c'est probablement la différence de potentiel entre la lueur négative et la cathode. De plus, on a vu que la déviation électrostatique minimum devait être la même pour tous les faisceaux, tandis que la déviation magnétique est différente.

2° Rayons secondaires, dont les tracés sur la plaque sont des droites passant par l'origine; ils correspondent à des particules qui n'ont possédé une charge que pendant une partie de leur trajet dans les champs superposés, ce qui fait que pour une vitesse v donnée les déviations peuvent varier depuis zéro jusqu'à une valeur maximum. Ce

[illegible] charges, au lieu des 25 mm qu'elles avaient habituellement.

Comme [illegible] plus ou moins grande de courbes des deux genres, suivant la nature [illegible] mais les valeurs de e/m correspondent toujours au poids des atomes ou des molécules dont on doit admettre la présence dans le gaz :



[illegible] mant par conséquent à une [illegible] les rayons secondaires, peuvent aussi apparaître avec des [illegible]

Rayons secondaires. On a presque dans toutes les expériences des rayons correspondant à $p = 1$ atome H_2 ; ces rayons peuvent être positifs ou négatifs. Dans certains hydrocarbures, on a aussi $p = 2$ molécule H_2 ; mais pour le plupart des rayons $p = 2$ n'apparaissent pas, sauf lorsqu'il y a de l'hélium dans le tube ; il faut alors les attribuer à des atomes d'hélium portant deux charges. Il y a aussi des rayons à $p = 3$; comme ils sont surtout visibles dans l'hydrogène, on conclut que ce sont des ions complexes H_3. Dans l'oxygène, il y a trois espèces de rayons secondaires, de poids atomique égal à 16, 48 et 96 ; les premiers sont souvent aussi négatifs. Le mercure donne les valeurs 100, 200 et 800, la dernière correspondant à un complexe de 4 molécules. On trouve encore, suivant les circonstances, un grand nombre d'autres ions, par exemple H_3 avec 2 charges ($p = 1,5$), et avec deux charges, He_3 avec une charge, CN, O_3 ; dans les composés du carbone on a C_3, C_6, C_6H_6.

Rayons primaires. Il y a également beaucoup de faisceaux différents, mais ils correspondent généralement à des ions autres que ceux qu'on a dans les rayons secondaires. Les ions H, H_2, O, Hg se retrouvent dans les deux sortes de rayons ; mais la plupart des ions des rayons primaires sont plutôt des molécules entières, telles que O_2, CH_4, C_2H_4 ; on ne trouve pas de rayons primaires auxquels on doive attribuer des charges multiples. Ceux qui peuvent apparaître avec des charges négatives appartiennent à des [illegible] électro-négatifs, par exemple O, Cl, CN, la seule exception est l'atome d'hydrogène qui est souvent chargé négativement, quoiqu'on doive lui attribuer en chimie un caractère électro-positif.

Les deux clichés ci-contre ont été pris parmi le grand nombre de ceux qui illustrent l'article original. Le premier est relatif à l'oxygène : les deux traits inclinés qu'on voit en haut correspondent à des ions primaires de poids = 16 et 32 ; les deux autres, moins bien visibles, viennent de rayons secondaires ($p = 48$ et 96). Les rayons négatifs ne sont pas visibles ; la tache centrale est produite par la lumière qui vient du tube de décharge. Le deuxième cliché [illegible] de l'hélium mélangé à d'autres gaz. La partie inférieure n'est que le renversement de la partie supérieure, obtenue en inversant le champ magnétique au milieu de la durée d'exposition. On trouve sur ce cliché [illegible] faisceaux primaires, et deux secondaires, il y a aussi trois faisceaux du côté négatif. L. KOLOWRAT.

REVUE DES LIVRES

Ueber die Variationen des Erdmagnetismus (Sur les variations du magnétisme terrestre). par Leyst (E). 1 vol. 17 × 25, 380 p., Kaiserliche Moscou, 1910.

[illegible] Observatoire [illegible] Observatoire russe, [illegible] L'auteur montre que les [illegible] non seulement [illegible] variations diurnes des éléments magnétisme, mais [illegible] il en résulte pour l'auteur, la nécessité d'utiliser toujours pour la dis[illegible] des périodes entières des [illegible] Le [illegible] mais aussi [illegible] magnétisme, [illegible] aux [illegible]

L. Wertenstein.

[illegible] — Paris, Imp. [illegible], 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Spectres de bandes

D'après quelques notes manuscrites de Ritz et une conversation [1]

Par Pierre WEISS

a) *Mécanisme d'émission des spectres de bandes.*

Dans le mémoire[2] où Ritz étudie un mécanisme électromagnétique simple émettant les spectres en séries, il dit à la page 675 (*Œuvres*, p. 112) :

« Ces théories ne s'appliquent pas aux spectres de bandes. Pour ce qui les concerne, je m'en tiendrai à la remarque que l'on peut peut-être les attribuer à des anneaux ou à des polygones fermés, formés des mêmes aimants élémentaires. On peut supposer, en effet, que des organes de cette espèce jouent un rôle important dans la construction de l'atome et que pour qu'un spectre en séries puisse se produire ils doivent au préalable être brisés par les phénomènes électriques ou chimiques qui provoquent l'émission de la lumière.... »

Il a été trouvé dans les papiers laissés par Ritz, sur une petite feuille portant quelques équations et quelques mots de texte, une ébauche de théorie de ce mécanisme d'émission des spectres de bandes, que je vais essayer d'expliciter.

Rappelons que l'organe d'émission des spectres en séries, imaginé d'abord comme des bâtonnets magnétiques et non magnétiques, juxtaposés en ligne droite, peut être réalisé de diverses façons. Ritz se représentait volontiers[3] les bâtonnets magnétiques comme fournis par des solides de révolution chargés d'électricité à leur surface et animés d'un mouvement rapide de rotation autour de leur axe. Il s'était rendu compte, en particulier, que pour des solides de révolution quelconques on peut trouver une distribution superficielle d'électricité qui les rend équivalents à des systèmes de deux pôles magnétiques situés sur l'axe. Lorsque les pôles magnétiques se rapprochent de la surface, la densité électrique augmente indéfiniment dans leur voisinage et les surfaces portant l'électricité deviennent pratiquement équivalentes à des charges ponctuelles. Ces solides sont alternativement positifs et négatifs et doués de rotations de sens contraire. Ils sont fixés les uns aux autres, en chaîne linéaire, par leur attraction électrostatique. Il avait pensé que les bâtonnets non magnétiques, exigés eux aussi par la théorie des spectres en séries, pourraient être des corps électrisés de même espèce, mais dépourvus de rotation, puis, faisant un pas de plus, que l'électron vibrant et le pôle électrique libre à l'extrémité de la file des bâtonnets sont une seule et même chose.

Supposons que, supprimant les bâtonnets non magnétiques, on considère une file de bâtonnets magnétiques. On peut admettre que, lorsqu'elle est soumise à une tension α^2, elle possède la propriété de prendre des mouvements vibratoires analogues à ceux d'une corde ou plutôt d'une chaîne.

Il règne le long de cette corde un champ magnétique H dirigé dans le sens de la longueur et elle porte des charges électriques équidistantes. Supposons que ces charges exécutent des vibrations circulaires autour de l'axe sous l'influence combinée de la tension α^2 et du champ H. (Les notes de Ritz sont muettes sur la raison pour laquelle l'action du champ sur les charges positives et négatives voisines ne se neutralisent pas. On peut peut-être invoquer à cet effet une différence de configuration des charges positives et négatives, que l'on est disposé à admettre par ailleurs. Les unes, occupant un espace plus étendu, seraient, par exemple, partiellement en dehors du champ.)

L'état vibratoire est alors décrit par :

$$\begin{cases} y = A \sin \dfrac{m\pi x}{a} \sin \nu t \\ z = -A \sin \dfrac{m\pi x}{a} \cos \nu t \end{cases}$$

où a est la distance entre deux nœuds consécutifs pour la vibration fondamentale et $\nu : 2\pi$ la fréquence. Les équations du mouvement d'un élément de corde dx de masse μdx et de charge εdx contiendront le

1 Note ajoutée aux *Œuvres de W. Ritz* publiées par la Soc. Suisse de Phys., Gercher Valbs, 1911.

2 Magnetische Atomtheorie und Serienspektren. *Ann. d. Phys.* 25 (1908) 660. *Œuvres de Ritz*, VII, p. 98.

3 *Loc. cit.* p. 670. *Œuvres*.

[illegible] du champ magnétique et de la tension de la corde :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}} - H \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = 0 \\ \sqrt{\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2}} - H \frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = 0 \end{array} \right.$$

[illegible] on a pour la fréquence [illegible]

$$[illegible] - H \frac{[illegible]}{[illegible]} [illegible] = 0$$

[illegible] H peut aussi être remplacé par $-H$, donc

$$[illegible] = \frac{H}{2\pi} \pm \frac{H}{2\pi} \sqrt{1 + \frac{4\pi^2 \sigma}{H^2 a^2}}$$

[illegible] correspondant aux deux signes [illegible] et aux deux signes — sont seules acceptables. En posant

$$\frac{4\pi^2 \sigma}{H^2 a^2} = k$$

nombre qui est petit quand la tension de la corde a un rôle subordonné par rapport au champ, on a :

$$[illegible] = \frac{H}{2\pi} \left[1 \pm \frac{k}{2} \mp \frac{k^2}{16} [illegible] \right]$$

[illegible] dérivant un cercle dans le champ H. Si l'on s'arrête au deuxième terme, on a la loi de Deslandres avec $\frac{H}{2\pi}$ pour la tête de la bande. Si l'on conserve le 3e terme, ν croît moins vite, comme le veut l'expérience.

Ritz est amené ici à choisir entre une file rectiligne et un anneau fermé. Il donne la préférence à ce dernier. [illegible] ou au milieu. Donc anneau circulaire ».

[illegible] rouge. Pour obtenir des valeurs décroissantes, il faut [illegible] comprimé dans la direction de la périphérie.

L'écartement entre deux raies consécutives est donné à partir de la formule complète (4), par :

$$[illegible] = \frac{[illegible]}{\sqrt{1 - [illegible] k}}$$

[illegible] Mais l'accord [illegible] Runge [illegible]

[illegible] Rome, [illegible] 1908, [illegible]

Sur une autre feuille de notes de Ritz se trouve la trace de nombreuses tentatives pour trouver la meilleure formule empirique à trois constantes représentant ces expériences de Kayser et Runge. Cette feuille paraît être antérieure à ses idées sur l'origine électro-magnétique des spectres et n'est donc qu'indirectement en rapport avec ce qui précède. Il essaye notamment

$$\nu = a + bm \sqrt{1 - cm}$$

et les 3 premiers termes de son développement

$$\nu = a + bm - cm^2$$

et trouve que le terme en m^6 varie trop rapidement. Il essaye

$$\nu^2 = a + bm^2 - cm^4$$

et

$$\nu = a + bm - cm^2$$

Il trouve cette dernière formule préférable aux autres et note à ce propos que « *à partir de la 160e raie les fonctions* $\nu = f(m)$ *et* $\nu^2 = f(m)$ *se comportent d'une manière non régulière* ». Nous allons revenir sur ce point. Il essaye encore :

$$\nu = \frac{a + bm^2}{1 - cm^2}$$

[illegible] est un peu plus grande que ci-dessus.

Dans une conversation, Ritz avait énoncé une idée qui rattache ce qu'il appelle « le caractère non régulier de la fonction ν pour les raies d'ordre élevé » au mécanisme d'émission. Il s'était exprimé à peu près de la manière suivante :

On possède dans certaines bandes des nombres de raies considérables dont la position est déterminée avec exactitude ; mais, quelle que soit la loi empirique avec laquelle on cherche à représenter la distribution des raies dans ces bandes, il arrive un moment où, pour un numéro d'ordre élevé des raies, cette loi est en défaut. Si l'on a recours à une représentation graphique, la courbe tourne court, avec une brusquerie que les formules habituelles ne rendent pas.

Imaginons que la partie de l'atome dont les vibrations émettent des spectres de bandes ait une structure [illegible] composée de [illegible] On conçoit alors très bien que les vibrations se produisent pour la plus [illegible] comme si le [illegible] d'ondes voisines de la longueur du maillon (ou de certaines valeurs particulières en relation avec elle), [illegible]

les nombres de vibrations soient influencés par la grandeur finie de l'élément.

b) *Structure des bandes.*

A la question qui lui avait été adressée : « N'est-il pas établi que des bandes ont quelquefois deux « têtes », l'une du côté des grandes longueurs d'ondes, l'autre du côté des petites » (hypothèse de Thiele) ? Ritz avait répondu sans commentaires : « Cette idée n'est pas soutenable ».

Les tableaux de nombres trouvés dans ses notes montrent que cette conviction se rattache aussi à l'étude des bandes du cyanogène observées d'abord par Kayser et Runge[1], puis par Jungbluth[2] et dont les têtes sont à 5885.56; 5871.55; 5861.85 et 5854.85 A.

Voici en quelques mots l'état de la question : King[3], ayant découvert de nouvelles têtes dirigées du côté des petites longueurs d'ondes, a cru pouvoir les considérer comme les « queues » correspondant aux « têtes » anciennement connues et les a associées en faisant chevaucher les bandes les unes sur les autres. Comme preuve de cette coordination il donne des relations numériques entre les longueurs d'ondes des têtes et des queues. Elles sont contenues dans le tableau suivant :

T_n	Q_n	$\frac{T}{Q}$	T_n	Q_n	$\frac{T}{Q}$
5890.52	5205.84	1.12069	5885.60	5465.69	1.12059
5885.09	5180.58	1.12746	5871.59	5435.17	1.12770
5884.10	5160.52	1.13409	5861.91	5405.04	1.13417

La valeur démonstrative de ce tableau me paraît faible. D'après la loi de Deslandres, qui est applicable aux têtes de bandes d'une série, comme aux raies d'une bande, les distances entre les têtes successives, mesurées à l'échelle des fréquences, forment une progression arithmétique. Supposons que l'on associe deux séries de bandes tournées en sens contraire et obéissant l'une et l'autre à cette loi, mais entièrement indépendantes quant à leur origine. Si les raisons des deux progressions arithmétiques sont voisines, comme cela arrive fréquemment[1], les distances entre les têtes et les queues formeront, elles aussi, une progression arithmétique. (Critérium de dépendance invoqué par Jungbluth.) Il en sera même ainsi, quelles que soient les deux premières bandes que l'on associe, et cela pourra se produire, suivant que les raisons des deux progressions seront de même signe et de signe contraire, quand on se déplace à partir des premières bandes dans le même sens ou dans le sens contraire.

En première approximation le quotient des fréquences varierа, dans les mêmes cas, en progression arithmétique. C'est ce que trouve King. Eu égard à la grande similitude des séries de bandes successives, on ne saurait attribuer une portée quelconque à ce que ce quotient passe deux fois approximativement par les mêmes trois valeurs.

Cet argument paraît néanmoins avoir pesé d'un assez grand poids dans la conviction de Kayser[2] qui considère comme certain que King ait trouvé les queues correspondant aux têtes et que par suite l'hypothèse de Thiele soit exacte.

Jungbluth se propose de contrôler cette hypothèse en faisant de nouvelles mesures sur une partie des bandes anciennement connues. Pour les discuter, il porte en abscisses les longueurs d'ondes et en ordonnées la différence des longueurs d'ondes de deux raies consécutives. Les courbes qu'il obtient ainsi pour quatre des bandes du cyanogène partent de leurs têtes T_1, T_2, T_3, T_4 avec une allure approximativement parabolique qui correspond à la loi $\nu = A + (Bm + C)^2$ (ν = fréquence, m = nombre entier) de Deslandres ; mais pour les raies de numéros d'ordre élevés, la courbe est nettement au-dessous de la parabole et l'écart entre les raies consécutives passe même par un maximum. Ces courbes expérimentales sont continuées en pointillé et semblent aboutir naturellement,

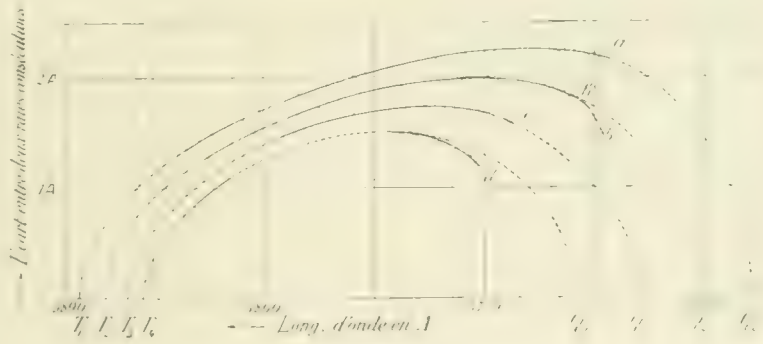


Fig. 1.

dans le dessin original de Jungbluth, pour les trois dernières bandes à des queues Q_2, Q_3, Q_4 indiquées par

1 Tacchini. *Astroph. Journal* 6 (1897) 65.
2 Kayser et Runge. *Wied. Ann.* 38 (1889) 80.
3 Jungbluth. Report on the Spectrum of the third Cyanogen Band. *Astroph. Journal* 20 (1904) 257.
4 King. *Astroph. Journal*. 14 (1901) 325.

1 Von Eaton. *L. de Phys.* 4 (1905) 245.
2 Kayser. *Handbuch der Spektrosk.* 1 (1900) 487.
3 La figure donnée ici est celle de Jungbluth, redessinée en conservant aux tableaux de nombres contenus dans son travail.

[illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	4152,95	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

Fig. 1

Fig. 2

[illegible] en *d*, elle s'écarte de la partie extrapolée par Jungbluth, représentée en pointillé, par une plus grande [illegible] Jungbluth.

[illegible]

soit généralisée. En 1905, A. Hagenbach[1] l'exprime dans une monographie sur les spectres de bandes. On n'a pas remarqué qu'en réalité les *conclusions* de Jungbluth à la fin de son travail sont beaucoup moins affirmatives que ses *courbes*.

On trouve encore dans les notes de Ritz l'indication suivante :

« Les queues de King, en particulier celle à 5605, sont impossibles, parce qu'elles sont composées de raies relativement intenses avec des *différences* presque *constantes*, tandis que les différences devraient croître très rapidement comme à la tête de la bande. »

Cette remarque est très probablement suggérée par l'examen de la planche de Kayser et Runge[2] sur laquelle il est aisé de reconnaître l'aspect décrit par Ritz. On peut y évaluer la distance des raies à 0,5 Å environ, ce qui porte l'arc de courbe correspondant bien en dehors des limites de la figure. Le même aspect est visible sur la planche de Jungbluth (*loc. cit.*).

Cet argument semble définitivement détruire ce qu'il reste de probabilité aux attributions faites par Jungbluth. Nous avons déjà fait justice incidemment de l'argument que Jungbluth tire de ce que les *longueurs* des bandes varient en progression arithmétique. Mentionnons que, par contre, Ritz note avec soin comme un fait important la progression arithmétique, signalée par Jungbluth, des écartements maxima des raies des quatre bandes (2,25 ; 2,00 ; 1,75 ; 1,5 Å). Ce fait conserve sa valeur indépendamment de toute hypothèse sur l'existence d'une seule ou de deux têtes.

On peut donc conclure de la manière suivante : l'hypothèse de Thiele est appuyée par :

1° L'existence des têtes dirigées dans les deux sens ;

2° L'existence d'un maximum dans l'écartement des raies.

Mais la démonstration de cette hypothèse n'a pu être continuée jusqu'à présent, ni par la possibilité de [illegible] sans équivoque les têtes et les queues, ni par la poursuite de la décroissance de la distance des raies dans un intervalle assez étendu au delà du [illegible]. L'écartement des raies dans le voisinage de la queue 5605 [illegible]

L'idée de Ritz n'est pas en contradiction avec les faits [illegible] dans les quatre bandes du cyanogène sont un peu diminuées après suppression de la partie fautive *b b* de Jungbluth.

Il [illegible] grand intérêt à faire de nouvelles déterminations sur des bandes composées d'un grand nombre de [illegible] à la reprise de la discussion des données déjà connues.

[illegible]

[illegible]

Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs

Activité et luminescence du sulfate de quinine

Par M. de BROGLIE et L. BRIZARD

I. PARTIE. — GÉNÉRALITÉS ET EFFETS THERMIQUES

Généralités et historique.

Il existe plusieurs sulfates de quinine; celui dont nous voulons parler est le sulfate basique (Béhal) $C^{20}H^{24}Az^2O^2, SO^4H^2 - 8H^2O$ qui est très peu soluble dans l'eau, soluble au contraire dans l'acide sulfurique étendu, en présence duquel il donne un sel $C^{20}H^{24}Az^2O^2, SO^4H^2 - 7H^2O$ qui est également cristallisé avec plusieurs molécules d'eau. A défaut d'indication contraire c'est toujours du sulfate basique que nous entendrons parler.

Le sulfate de quinine était connu pour être thermoluminescent. M. G. Le Bon montra[1] qu'il est capable de produire la décharge d'un électroscope placé dans le voisinage, quand il se refroidit à l'air, après avoir été chauffé un peu au-dessus de 100°, et rattacha cette propriété à la variation d'hydratation que subit le sel.

Miss Gates[2] a étudié avec plus de détail ce phénomène. Quand on chauffe le sulfate de quinine dans une étuve, il noircit et se décompose vers 180°; maintenu un certain temps à une température comprise entre 80° et 170°, il ne présente pas d'autre altération apparente que d'être devenu d'un aspect plus mat, mais il a perdu de l'eau. Si on le porte alors dans un condensateur relié à un électromètre, on observe un courant dont l'allure générale est représentée dans la figure 1, en portant en abscisses les temps depuis la sortie de l'étuve; la courbe ne part pas de l'origine des temps parce que l'hydratation ne commence qu'à un certain stade du refroidissement.

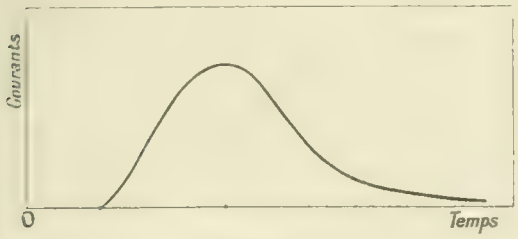


Fig. 1

Si l'on fait varier la différence de potentiel entre les plateaux du condensateur, on constate que le courant observé lui reste proportionnel, c'est-à-dire qu'on ne remarque dans la courbe obtenue en portant les courants en ordonnées et les champs en abscisses, aucune tendance à la forme des courbes de saturation, même pour des différences de potentiel de 900 volts entre des plateaux distants de quelques millimètres.

Une particularité consiste en ce que l'intensité du courant est différente suivant le signe des ions que l'on recueille; elle est sensiblement plus intense (2 à 3 fois) quand le sel est au plateau positif, c'est-à-dire quand on capte les ions positifs, surtout pour des champs qui ne sont pas très intenses.

L'effet d'ionisation est complètement coupé par une feuille de papier ou une feuille d'aluminium de 3/1000 de mm; la radiation, s'il y en a une, est donc très absorbable.

Il n'y a pas de doute quant au fait que l'hydratation ou la déshydratation ne soient indispensables à la production du phénomène. On peut du reste produire ces variations d'hydratation autrement que par les variations de température, par exemple en faisant varier la tension de la vapeur d'eau dans le gaz ambiant. Miss Gates a observé le sulfate de quinine déshydraté par une chauffe et porté dans une enceinte à basse pression, mais non desséchée; le courant est plus intense que dans les conditions ordinaires et elle en conclut à une nouvelle preuve de l'influence de l'hydratation.

M. Kalähne[1] a montré que la déshydratation du sulfate de quinine est bien un processus de dissociation; le poids d'eau que la chauffe peut enlever dans les conditions ordinaires à 1 gr. de sulfate de quinine est 0 gr. 048 environ; une exposition de 5 min. à la température de 150° suffit à la chasser presque entièrement, mais un échantillon laissé dans un dessicateur en présence d'acide sulfurique concentré pendant six jours n'avait perdu que la moitié de cette eau.

Cet auteur a également étudié l'influence du gaz ambiant et a reconnu que l'ionisation était, toutes choses égales, plus intense dans l'hydrogène que dans l'air et plus faible dans le gaz carbonique (ce

1. Le Bon, *Comptes rendus*, 1900.
2. Miss Gates, *Proc. Roy.*, 1900, 1905, 1907.

1. Kalähne, *Ann. d. Phys.*, 1905.

[illegible]

[illegible]

Miss Gates[1] a pensé que la lumière ultraviolette pourrait jouer un rôle dans l'ionisation; toutefois sa conclusion, après quelques expériences de contrôle, a été la suivante : la luminescence semble inséparable [illegible] dans la lumière émise ait pu être obtenue.

Nouvelles recherches sur l'effet d'ionisation.

[illegible] tion précise et doit en particulier satisfaire aux conditions suivantes :

[illegible] une propriété qui suit le corps auquel elle appartient [illegible] testant toujours proportionnellement à la quantité présente de l'élément radioactif.

2° être indépendant, non seulement des transformations d'ordre chimique, mais encore rester invariable [illegible] nous avons mettre en œuvre.

[illegible] actives. D'autre part les propriétés que ce corps possède se manifestant aussi bien à froid (même à la température de l'air liquide) il ne saurait être question [illegible]

[illegible] en tout cas, un phénomène exceptionnel en l'absence [illegible]

[illegible]

[1] [illegible]

dans la mise en suspension dans l'air de fumées chargées. Nous verrons aussi plus loin que nombre d'autres sels se déshydratant dans les mêmes conditions apparentes que le sulfate de quinine ne produisent en aucune façon des effets analogues.

Nous avons d'abord tenté de produire avec diverses substances les phénomènes signalés pour le sulfate de quinine. Nous employions pour cela le dispositif généralement utilisé dans les recherches de corps radioactifs, c'est-à-dire que la substance était placée dans un condensateur entre les armatures duquel on établit un champ, l'une des armatures étant reliée à un électromètre Curie.

Le corps était chauffé d'abord dans une étuve à une température déterminée. On le laissait ensuite généralement refroidir à l'abri de l'humidité dans un dessiccateur à acide sulfurique, et on l'introduisait froid dans le condensateur.

On obtient ainsi une conductibilité de l'air très marquée pour le sulfate de quinine et le sulfate de cinchonine. Pour fixer les idées, on peut dire que les effets obtenus dans un champ de 50 v. par cm. sont comparables à l'ionisation que produirait une quantité égale d'un sel d'uranium; toutefois ce n'est là qu'une image assez grossière car l'ionisation observée est variable avec un grand nombre de circonstances et la saturation fait toujours défaut.

La quinine brute du commerce, le sulfate de cinchonidine présentent la même propriété, mais beaucoup plus faiblement.

Au contraire, nous n'avons obtenu que des résultats négatifs avec un certain nombre d'autres matières organiques, dont quelques-unes sont cependant susceptibles de se déshydrater par chauffe et de se réhydrater en refroidissant. Ce sont l'esculine[1], l'anthracène, le glucose, l'acide gallique, la résorcine, la phloroglucine, la succinimide, l'acide amido-benzoïque, la quinine et la cinchonine pures obtenues par précipitation d'une solution d'un de leurs sels à l'aide d'un alcali. Quelques-uns de ces corps, l'esculine, l'acide gallique, la résorcine, donnent bien au début une légère conductibilité, quand on les introduit encore chauds dans le condensateur; on pourrait attribuer cet effet, de très courte durée, à une perturbation accidentelle due à la température élevée de la substance [illegible] il ne [illegible] soin de laisser d'abord refroidir le corps dans le dessiccateur.

Nous n'avons observé aucune conductibilité avec [illegible] de perdre ou d'absorber de l'eau, tels que le sulfate de cuivre, le carbonate d'ammoniaque, le sulfate de sodium, le chlorure de cobalt, le sulfate de nickel. Il en est encore de

[1] [illegible]

même avec des corps phosphorescents, préalablement éclairés, comme le sulfure de calcium, le sulfure de zinc, le platinocyanure de baryum, dont la phosphorescence n'est pas liée à une hydratation ou une deshydratation.

En somme, seuls sont notablement actifs le petit groupe de corps tels que le sulfate de quinine et le sulfate de cinchonine, pour lesquels se produisent simultanément les phénomènes de phosphorescence, et de perte ou d'absorption d'eau.

Les phénomènes électriques qui viennent d'être signalés et qui accompagnent une hydratation sont observés naturellement dans un champ électrique. Il n'est pas sans intérêt, à ce propos, de noter que le champ électrique n'exerce aucune influence sur la vitesse d'hydratation. A diverses reprises, deux échantillons semblables de sulfate de quinine, pesant environ 1 gr. et préalablement déshydratés à l'étuve, ont été exposés simultanément et pendant le même temps (un quart d'heure) sous une cloche de verre, l'un dans un champ électrique de 50 v. par cm., l'autre en dehors du champ; les quantités d'eau relatives reprises par les deux échantillons ont toujours été trouvées égales.

Nous avons fait appel également à la méthode ultramicroscopique. En chauffant légèrement une petite quantité de sulfate de quinine dans un tube d'essai et en observant à l'ultramicroscope dans un champ électrique l'atmosphère extraite du tube, on y remarque la présence de petits centres, dont un certain nombre sont chargés de chaque signe [Voir *Le Radium*, 6 (1909) 205].

Existence d'une ionisation.

Un premier point que nous nous sommes proposé d'élucider, est de savoir si la conductibilité observée est due ou non à une ionisation du gaz.

Si le gaz est ionisé, on peut espérer entraîner la conductibilité à une certaine distance par un déplacement du gaz. Dans le but de vérifier s'il en est ainsi, nous avons utilisé un condensateur cylindrique dont l'électrode axiale, reliée à l'électromètre, est plus courte que l'électrode extérieure reliée au champ (fig. 2). La substance, desséchée, et placée d'abord au-dessous de l'électrode intérieure AA', c'est-à-dire dans une région où le champ est relativement intense, donne sans courant d'air une conductibilité notable. Le sel étant ensuite retiré en B, à quelques centimètres de l'extrémité A de l'électrode axiale, la conductibilité cesse d'être appréciable : *un courant d'air envoyé dans le cylindre dans le sens AA' ne la rétablit pas.* On était cependant en droit d'escompter, dans ces circonstances, l'observation d'une conductibilité, car le courant d'air, en plus d'un effet d'entraînement possible, agit directement sur la substance en activant son hydratation par l'humidité nouvelle qu'il apporte constamment; cette action s'observe sans difficulté en plaçant le sel sous l'électrode AA'

Fig. 2.

et observant d'abord dans l'air immobile, puis dans un courant d'air.

On a encore le même insuccès, quant à l'entraînement de la conductibilité, lorsqu'on met la substance en B' au-dessous de l'autre extrémité A' de l'électrode axiale; un courant d'air dans le sens AA', loin de diminuer l'intensité du phénomène électrique observé, l'augmente par suite de l'effet d'hydratation qui vient d'être signalé.

Nous avons cependant réussi à déplacer la conductibilité, en faisant passer le courant gazeux *à travers* une couche du sel. Mais la légèreté de la substance, dans le cas du sulfate de quinine peut alors faire craindre l'entraînement par le gaz de petites parcelles solides. Nous avons évité cette complication en gâchant le sel avec de l'eau et du plâtre. Par passage d'un courant d'air à travers une galette de ce mélange actif perforée, placée à l'entrée du condensateur cylindrique, nous avons pu recueillir des charges à une certaine distance. La mesure de la distance maxima à laquelle la conductibilité est ainsi observable, fournit un renseignement, dans l'hypothèse d'une ionisation, sur la vitesse de recombinaison des ions; avec cette manière de voir, nos résultats conduisent à la conclusion qu'on aurait affaire à des ions à recombinaison rapide. C'est d'ailleurs aussi ce qui résulte de l'expérience précédente dans laquelle le sel est placé en B' (fig. 2); des ions de faible mobilité seraient alors entraînés par le courant d'air et cesseraient d'arriver sur l'électrode AA'.

Une observation importante à noter dans les expériences réalisées avec le dispositif de la figure 2, c'est que, suivant le sens du champ, on recueille à l'électromètre soit des charges positives, soit des charges négatives. Ce fait exclut l'explication des faits observés par une simple électrisation du sel lui-même pendant l'hydratation; l'influence qui serait alors exercée sur l'électrode allant à l'électromètre, enverrait en effet à celui-ci des charges toujours du même signe, quel que soit le sens du champ.

L'existence d'une ionisation se trouve établie plus nettement encore par le fait suivant : on peut re-

[illegible] lique reliée au champ ; l'électrode supérieure est reliée [illegible] fait rejeter à la fois l'hypothèse d'une simple électrisation du sel, et celle d'une convection de parcelles [illegible] l'absence de saturation observée quand on place la substance à l'intérieur du condensateur.

[illegible] dessus de la substance, ne décèle d'ailleurs pas la présence de fines particules en suspension. Nous parlerons plus loin d'un phénomène tout différent qu'on observe quelquefois et qui consiste dans la projection [illegible]

[illegible] de vue. La matière étant placée au-dessous de la toile métallique et la conductibilité étant observée, on abaisse de quelques centimètres le plateau qui porte la substance : tout d'abord l'électromètre cesse de dévier, puis une conductibilité se manifeste de nouveau au bout d'un temps qui dépend du déplacement qu'on a fait subir au plateau et qui varie dans le même sens que lui. Ce résultat s'interprète bien par une *diffusion* vers le condensateur, d'une couche d'air ionisé partant du sel ; il s'expliquerait mal par l'existence [illegible] ment ionisée n'a qu'une épaisseur extrêmement faible.

[illegible]

[illegible] avant que le courant d'air n'ait pu les [illegible]

[illegible] employant un condensateur cylindrique très large, dans lequel le sel actif est placé à l'électrode centrale qui est de petit diamètre. A cet endroit, le champ resserré est intense et extrait les ions de la couche de production, tandis que vers les bords, le champ, plus faible, les laisse partiellement entraîner par un courant d'air transversal.

Plusieurs séries de mesures exécutées dans ces conditions, avec des échantillons variés de sulfate de quinine, ont fourni des résultats concordants, et permis d'évaluer à 1 cm par seconde dans un champ de 1 v. par cm, la valeur moyenne des mobilités des ions des deux signes. *On a donc bien affaire à des petits ions.*

Effet de la pression et de la nature du gaz.

En diminuant la pression dans une cloche qui renferme le condensateur et le sel, on peut obtenir un accroissement considérable de la conductibilité.

1° Nous avons opéré d'abord sur du sel chauffé et s'hydratant à froid. La matière, placée soit entre les plateaux du condensateur, soit au-dessous du plateau inférieur en toile métallique, donne d'abord à la pression atmosphérique une certaine conductibilité qui décroît peu à peu. En diminuant alors la pression, la conductibilité augmente notablement, surtout lorsque la pression devient relativement très réduite. Voici, par exemple, les nombres observés dans une expérience portant sur le sulfate de quinine :

[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible] secondes
[illegible]	50
[illegible]	40
55 —	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

A quoi peut-on attribuer cette influence d'une réduction de pression ? *A priori*, deux hypothèses peuvent être tout d'abord envisagées, consistant à admettre, soit l'existence d'une radiation ionisante, qui aurait une portée plus grande dans une atmosphère [illegible] la production des ions, provenant d'une hydratation plus rapide du sel par suite de la diffusion plus facile de la vapeur d'eau.

[illegible] l'expérience, l'hydratation du sel n'était pas activée par la raréfaction du gaz. Par exemple, un poids de [illegible]

l'étuve, puis abandonné dans l'air ordinaire pendant vingt minutes, avait repris toute son eau moins 2 mgr. tandis que, dans l'air raréfié, un échantillon analogue, pareillement traité, avait repris dans le même temps 1 mgr. *en moins*.

Ainsi, le vide n'intervient pas indirectement, par une action en quelque sorte intermédiaire sur la vitesse d'hydratation : il a une action *directe* sur le phénomène. Cette action peut, d'ailleurs, être complexe. Elle peut consister en un accroissement de la vitesse de diffusion dans le gaz ambiant, des ions produits dans la couche gazeuse en contact avec le sel ; une action de la pression sur la production même des ions dans cette couche gazeuse est possible également.

En opérant dans de l'hydrogène à la pression atmosphérique, au lieu de raréfier l'air, on obtient des résultats de même sens, mais moins marqués.

2° D'autres expériences ont porté sur des cristaux *non déshydratés préalablement*. La conductibilité observée accompagne alors une *déshydratation* du sel. Disons d'abord que, comme dans le cas précédent, une diminution de la pression entraîne un accroissement de l'activité, mais en outre certaines particularités méritent d'être signalées avec quelques détails.

Le sulfate de cinchonine et le sulfate de quinine, tout en donnant des phénomènes de même allure générale, se comportent de manières un peu différentes.

Le sulfate de cinchonine abandonné dans l'air ordinaire à la pression atmosphérique, ne perd pas d'eau et ne donne aucune conductibilité. Quand on diminue la pression, il perd de l'eau et les phénomènes électriques se manifestent. Il est remarquable que la conductibilité ainsi observée est beaucoup plus grande que dans l'*hydratation* du sel primitivement chauffé, et cependant les variations de poids sont notablement plus faibles. Par exemple 2 gr. de substance chauffés à 150° pendant quinze minutes ont perdu 30 mgr. d'eau; en reprenant de l'eau dans l'air ordinaire ils ont donné une conductibilité décroissant peu à peu, durant environ un quart d'heure et ayant une valeur maxima au début que nous représenterons par 1 ; le même poids de sel non chauffé a perdu, en 35 minutes, dans un vide de quelques millimètres de mercure, quelques milligrammes d'eau seulement, et cependant il a donné pendant plusieurs heures une conductibilité de l'ordre de 50. Ce caractère vient encore nettement à l'appui de l'hypothèse d'une action directe du vide sur la production même des ions.

Le sulfate de quinine, dans l'air ordinaire, à la pression atmosphérique, perd déjà de l'eau lentement et donne une légère conductibilité. La perte d'eau s'accélère et la conductibilité augmente notablement, dès qu'on diminue la pression, mais les effets sont moins marqués que pour le sulfate de cinchonine, bien que la perte d'eau soit plus considérable (de l'ordre d'un décigramme par gramme dans les conditions où le sulfate de cinchonine ne perd que quelques milligrammes)[1].

Dans ces expériences de déshydratation dans le vide, en plaçant la matière sous le plateau inférieur du condensateur (constitué par une toile métallique), nous avons fait des observations qui concordent avec les faits trouvés précédemment dans l'air à la pression atmosphérique. Quand on abaisse le plateau portant la substance, la conductibilité cesse pendant quelque temps pour reprendre ensuite; quand on le soulève il se produit au contraire un accroissement momentané du phénomène. Enfin, pendant l'aspiration même, qui se faisait par le fond de l'appareil, la conductibilité cessait, et se manifestait de nouveau dès qu'on arrêtait la pompe. Tous ces faits sont bien d'accord avec l'hypothèse de la diffusion d'une couche gazeuse ionisée partant du sel; en particulier dans la dernière expérience on comprend immédiatement que l'aspiration du gaz vers le bas gêne la diffusion en sens contraire.

Influence du champ sur la conductibilité.

Quand on opère à basse pression, les conductibilités sont relativement considérables; la précision des mesures est alors assez grande et le phénomène a une durée suffisante pour qu'on puisse étudier les variations de la conductibilité avec l'intensité du champ.

Les lois suivies sont différentes suivant que le sel est placé entre les plateaux du condensateur, ou sous le plateau inférieur.

Dans les premières circonstances (sel dans le champ), les conductibilités observées sont très grandes, et sensiblement proportionnelles au champ, comme l'indiquent les résultats suivants relatifs à une pression de 17 mm. de mercure :

Champ	Temps pour 5 cent. d'échelle.
152 v. par centimètre. . .	20 secondes.
60 — . .	50 —
152 . . .	22 —
60 — . . .	50 —
264 — .	12 —

1. Nous avons remarqué à ce sujet, un fait intéressant à un point de vue différent de celui que nous envisageons actuellement. Un échantillon de sulfate de quinine abandonné dans l'atmosphère du laboratoire perdait lentement de l'eau, exposé ensuite dans le vide, il éprouvait une perte d'eau beaucoup plus notable; placé de nouveau dans l'air pendant, il *reprenait* de l'eau. Ce fait, observé dans toutes nos expériences ne paraît pas accidentel, il semble bien établir l'existence à la température ordinaire de deux hydrates du sulfate de quinine, ayant à la même température des tensions de dissociation différentes, l'une supérieure, l'autre inférieure, à la pression de la vapeur d'eau dans l'atmosphère au moment de l'expérience.

[illegible] *On ne* [illegible] *à la sa-* [illegible]

[illegible] *plateau* [illegible] *métallique* [illegible]

Fig. 3.

[illegible] *à la saturation* [illegible] Voici, par exemple, des [illegible] du sul- [illegible] 30 mm. de mercure.

[illegible]		[illegible]
[illegible]	par centimètre . . .	[illegible]
[illegible]	— . . .	39 —
[illegible]	— . . .	51 —
[illegible]	—	[illegible]
[illegible]	— . . .	[illegible]
[illegible]	— . . .	[illegible]
[illegible]	— . . .	[illegible]

[illegible]

[illegible]

densateur par diffusion : un accroissement du champ ne peut dès lors plus augmenter la conductibilité. Au contraire, quand le sel est dans le condensateur, l'action du champ devient plus complexe ; non seulement il agit comme dans le cas précédent, en captant les ions sortis de la couche gazeuse en contact immédiat avec le sel, mais encore il agit directement sur cette couche, c'est-à-dire en somme sur la source même qui ne reste pas constante ; il n'est pas surprenant que le nombre des ions ainsi *extraits* soit proportionnel au champ.

Résumé.

1° La conductibilité de l'air en présence du sulfate de quinine en voie d'hydratation ou de deshydratation est bien due à des ions des deux signes.

Ces ions sont du type petits ions à mobilité de 1 cm., dans un champ de 1 volt par cm.

2° Ils sont répartis en très grand nombre dans une couche extrêmement mince à la surface du sel. On peut considérer le fait comme établi particulièrement par les résultats obtenus en plaçant le sel à différentes distances au-dessous du champ. A partir de cette couche, ils peuvent ou diffuser simplement s'il n'y a pas de champ électrostatique, ou être extraits s'il y en a un. Cette répartition peut expliquer en partie au moins les difficultés de saturation. On sait, en effet, que si on place un composé uranique dans un condensateur à plateaux très écartés, la couche d'air ionisée est pratiquement limitée aux 3 centimètres qui avoisinent le sel, et pour des champs géométriques

$\frac{V}{e}$ égaux, la saturation est d'autant plus difficile que

l'écartement des plateaux est plus grand.

3° La conductibilité croît très notablement lorsqu'on diminue la pression, surtout lorsqu'on arrive aux pressions de l'ordre de 1 cm. de mercure. Il s'agit là d'un effet direct du vide sur la production des ions, et non pas seulement d'un effet sur la vitesse d'hydratation.

4° On observe le phénomène de la saturation lorsqu'on place le sel en dehors du champ électrique, à l'encontre de ce qui se passe dans le champ même.

[illegible]

Sur les mesures récentes du courant vertical de conductibilité entre l'atmosphère et le sol

Par A.-B. CHAUVEAU

I. — Il existe, au-dessus de la surface de la Terre, un champ électrique dont les lignes de force, par temps normal, clair ou couvert, et en dehors des accidents météorologiques, sont dirigées vers cette surface. C'est là un fait d'expérience que l'on peut exprimer encore en disant que la surface de la Terre, assimilée à celle d'un conducteur, porte une charge négative.

La grandeur de cette charge se déduit immédiatement de la connaissance du champ au voisinage de la surface. En prenant comme valeur moyenne de la variation du potentiel suivant la verticale le nombre plutôt un peu faible de 100 volts par mètre, soit 1/300 d'unité électrostatique par cm., on a, pour la densité superficielle donnée par l'expression $\frac{dV}{dh} = -4\pi\mu$, $\mu = -2{,}7.10^{-4}$, qui représente, en unités électrostatiques, la charge portée par une surface de 1 cm².

Si l'on pouvait étendre ce résultat à la surface entière du globe, on trouverait pour la charge terrestre totale un nombre voisin de 460.000 coulombs. C'est moins de cinq fois la charge portée par 1 gr. d'hydrogène dans l'électrolyse.

Quelle que soit la valeur de cette extension un peu hasardeuse de résultats locaux, il est peut être intéressant de rappeler, à son sujet, une hypothèse faite, il y a quelques années, par M. Rey, comme conséquence de mesures du champ dans l'Antarctique, au cours de la première expédition Charcot. D'après ces mesures, confirmées depuis par la belle et longue série d'observations exécutées dans les mêmes régions par M. Rouch[1] pendant la dernière expédition, le maximum et le minimum annuels du champ qui, dans notre hémisphère, ont lieu respectivement pendant l'hiver et pendant l'été, se produiraient en même temps dans l'hémisphère sud, où ils correspondraient par suite à l'été et à l'hiver.

En d'autres termes, les variations annuelles du champ, que l'on pouvait croire en rapport avec les conditions météorologiques, seraient liées à la position de la Terre sur l'écliptique. Le champ, et par suite la charge terrestre, varieraient suivant la position de la Terre par rapport au Soleil. Il ne s'agit là encore que d'une hypothèse, mais elle est séduisante.

La charge de la terre se dissipe sans cesse dans l'atmosphère conductrice et sans cesse est renouvelée. Les mesures les plus récentes ont montré qu'en moins d'une demi-heure la surface du sol perd une quantité d'électricité égale à sa charge aussitôt reproduite. Un double problème se trouve ainsi posé : Quel est le mécanisme de cette dissipation constante de l'électricité du sol? Quelles sont les causes de cette régénération constante de l'électricité disparue? La solution du second est encore fort incertaine; celle du premier paraît, au contraire, à peu près acquise, et le but de cet article est d'indiquer, dans son ensemble et d'après les données les plus récentes, l'état actuel de la question.

II. — L'air est conducteur par les centres électrisés des deux signes qu'il renferme sous forme d'ions de diverses espèces. Dans le champ terrestre, ces ions se déplacent constamment, les positifs allant vers la surface du sol dont ils neutralisent partiellement la charge, les négatifs cheminant en sens contraire. L'ensemble de cette double circulation constitue ce que l'on appelle le *courant vertical de conductibilité entre l'atmosphère et le sol*.

En un point quelconque du champ, l'intensité de ce courant peut être exprimée par la somme des intensités composantes, i_p et i_n, représentant respectivement les quantités d'électricité positive et négative qui traversent, en sens contraire, l'unité de surface dans l'unité de temps. Chacune d'elles est proportionnelle à la valeur du champ, ainsi qu'à la mobilité des ions du même signe et à leur nombre par unité de volume au point considéré. En désignant par e la charge élémentaire d'électricité, et en employant les notations habituelles, on aura en unités absolues :

$$i_p = e k_p n \frac{dV}{dh}, \quad i_n = e k_n n \frac{dV}{dh},$$

et par suite :

$$i = e(k_p + k_n) n \frac{dV}{dh}.$$

Les quantités

$$k_p = e k_p n, \quad k_n = e k_n n, \quad k = e(k_p + k_n) n$$

sont les conductibilités positive, négative et totale au point considéré, et l'on a $i = k \frac{dV}{dh}$.

Si le point est à la surface même du sol conducteur,

1. La variation est plus forte, et de 1 à 2 ou 3 environ

[illegible] les ions positifs interviennent seuls [illegible] l'intensité du courant vertical [illegible] par la perte de charge de l'unité de surface du sol dans l'unité de [illegible].

[illegible] plus bas, que les ions ordinaires, les petits ions, analogues aux ions produits [illegible] et dont la mobilité est de l'ordre de grandeur du centimètre, ont de beaucoup la plus grande part dans la conductibilité de l'atmosphère. Les gros ions signalés par Langevin sont, d'après ce physicien, 50 fois plus nombreux, mais leur mobilité est environ 2000 fois plus faible. Le produit $k.n$ de la mobilité par le [illegible] est donc à peu près 40 fois plus petit pour les gros ions que pour les ions ordinaires. Il est presque négligeable dans l'état actuel de la précision des mesures.

Il résulte de ce que nous avons dit précédemment que l'intensité du courant vertical peut être déterminée par deux méthodes différentes : soit directement, en mesurant la déperdition d'une surface rigoureusement assimilable à un élément du sol lui-même, soit indirectement par des mesures simultanées du champ et de la conductibilité. Nous examinerons d'abord les [illegible] par cette dernière méthode.

III. [illegible] du champ sont faciles et sûres. Il [illegible] des mesures de conductibilité.

[illegible] pour des déterminations courantes, le procédé qui consisterait à déduire la conductibilité de la connaissance du nombre des ions et de leur mobilité. Il paraît inutile d'insister [illegible] tude les ions ordinaires des gros ions, et dont les mesures aient, par conséquent, une signification précise.

Il [illegible] la conductibilité elle-même. Tel est le but de l'ingénieuse [illegible] beaucoup employé : mais, quoique théoriquement [illegible]

[illegible]

d'Ebert et de Gerdien. D'autre part, on a cru remarquer que l'aspirateur de Gerdien donne des valeurs un peu fortes pour la conductibilité : il paraît cependant difficile d'apprécier jusqu'à quel point cette critique est fondée.

Quoi qu'il en soit, en raison de sa simplicité et de la commodité de son usage, l'instrument a été utilisé par un grand nombre d'observateurs, et les données ainsi recueillies ont au moins une valeur relative incontestable. Gerdien lui-même a exécuté avec son appareil, soit au voisinage de la surface du sol, soit en ballon[1], d'importantes séries de mesures de conductibilité, faites simultanément avec des mesures du champ : elles ont fourni, pour l'intensité du courant vertical, des résultats qui s'accordent très bien avec les recherches ultérieures par des procédés différents. C'est donc à ce savant qu'il convient de rapporter l'honneur des premières déterminations précises sur le sujet qui nous occupe ici.

Les principaux résultats des mesures de Gerdien peuvent se résumer ainsi :

1° Au voisinage du sol, les moyennes d'environ 50 observations faites à Göttingue, du 1er au 17 avril 1906, ont donné, en unités électrostatiques absolues : pour les conductibilités positive et négative, et pour la conductibilité totale représentée par leur somme,

$$\lambda_+ = 1{,}10.10^{-4}; \quad \lambda_- = 1{,}12.10^{-4}; \quad \lambda = 2{,}22.10^{-4};$$

pour l'intensité du courant vertical par cm²,

$$i = 8{,}00.10^{-7} \text{ U.E.S. ou } 2{,}67.10^{-16} \text{ ampère}$$

le champ moyen correspondant à ces observations était de 120 volts par mètre ;

2° Deux séries de mesures en ballon, jusques à des altitudes d'environ 6000 mètres, ont montré nettement que, tandis que le champ diminue à mesure qu'on s'élève, la conductibilité moyenne augmente, de telle sorte que l'intensité du courant vertical, représentée par leur produit, n'éprouve que des variations relativement faibles par rapport à celles de ses deux composantes. Il est inutile de citer des nombres qui ne sont pas suffisamment d'accord dans les deux ascensions, en raison, sans doute, des conditions météorologiques différentes ; mais le fait paraît bien établi. Mentionnons seulement que Gerdien a observé pour la conductibilité totale, à des altitudes voisines de 6000 mètres, des valeurs allant jusqu'à 15.10^{-4} environ dans l'un de ses voyages, et jusqu'à 20.10^{-4} dans l'autre. Les valeurs correspondantes du champ étaient respectivement de 5 volts et de 8 volts par mètre.

[illegible]

Les variations accidentelles très rapides du champ rendent indispensable, pour son étude, l'emploi des méthodes d'enregistrement continu. Il paraît en être de même pour la conductibilité, et les mesures isolées sont alors insuffisantes.

Divers observateurs[1], dans ces dernières années, ont cherché à réaliser, pour la conductibilité, comme pour le champ, un procédé d'enregistrement continu. Une des méthodes les plus intéressantes paraît être celle que Schering a employée à Gottingue en 1908 et qui, appliquée l'année suivante à Potsdam par K. Kahler, a déjà donné pour une année complète, de mai 1909 à avril 1910, des résultats de grand intérêt signalés ici même, il y a quelques mois[2].

Par suite d'une installation encore incomplète, la conductibilité totale est déduite de la seule détermination de la conductibilité négative dont on se borne à doubler la valeur. La faible différence qui existe, en général, entre les deux conductibilités autorise suffisamment ce procédé de calcul, comme première approximation.

Les valeurs moyennes, résultant de 68 journées d'observations par temps « normal », sont les suivantes :

Pour la conductibilité, $\lambda = 0{,}84.10^{-4}$ U.E.S.

Pour le courant vertical, $i = 6{,}8.10^{-7}$ U.E.S., ou $2{,}2.10^{-16}$ ampère cm².

Le champ moyen correspondant était de 260 volts par mètre.

On peut remarquer que la conductibilité est ici notablement plus faible que dans les mesures de Gerdien. En réalité, les résultats moyens obtenus de part et d'autre correspondent à des nombres d'observations trop différents et ne peuvent être comparés. Leur écart ne saurait avoir de signification nette en ce qui concerne la valeur des procédés de mesures.

D'ailleurs, si la conductibilité est plus faible dans la série de Potsdam, ce fait paraît en relation avec la valeur plus grande du champ correspondant, et l'intensité calculée du courant vertical, $2.2.10^{-16}$, s'accorde remarquablement avec la valeur de Gerdien, $2.7.10^{-16}$ ampère cm².

Kahler signale que les valeurs les plus fortes de la conductibilité s'obtiennent par temps clair, quand l'air est très transparent. Ce fait se retrouve également dans les observations de Gerdien qui ne donnent, cependant, qu'une augmentation assez faible (de 2,0 à 2,6 environ) de la conductibilité avec la transparence de l'air. Au contraire, la diminution du champ est très accusée. Il en résulte que l'influence de ce dernier élément est prépondérante dans la variation de l'intensité du courant vertical et que celle-ci a lieu en sens contraire de la variation de la conductibilité. Le courant vertical augmente ainsi dans le rapport de 1 à 2 quand on passe d'un air très transparent à une atmosphère chargée de brumes.

1. H. Ebert et K. Kurz : *Abhand. Bayer. Akad.*, **25** (1909) 2 et *Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 589. — H. Schering, *Gotting. Nachr.* (1908) 201. — K. Kahler, *Veröffent. Preuss. Met. Inst.*, n° 225 (1910) 15.

2. *Le Radium*, **7** (1910) 375.

IV. — Au lieu du procédé indirect qui donne le courant vertical par la détermination du champ et de la conductibilité, on peut chercher à mesurer directement la quantité d'électricité négative perdue dans un temps donné par une portion déterminée de la surface du sol. C'est même ainsi que la question fut posée à l'origine par H. Ebert[1], alors que les mesures de la conductibilité n'étaient pas encore dans la pratique courante des observations.

En principe, il faut pouvoir isoler une surface déterminée du sol, et mesurer la charge négative perdue (ou la charge positive reçue) pendant un certain temps, *tout en maintenant cette surface au potentiel du sol (potentiel zéro)*. Cette condition est indispensable, si l'on veut que la portion isolée du sol soit, à chaque instant, identique électriquement au sol lui-même. A son défaut, la surface isolée prendra un potentiel croissant sous l'action du champ extérieur, à mesure que se dissipera sa charge originelle négative.

Cette constance du potentiel de la surface isolée n'est pas réalisée dans le dispositif d'Ebert, dont les résultats semblent se trouver ainsi entachés d'une erreur systématique tendant à donner des valeurs trop faibles.

Un grand plateau métallique de 2 m² de surface, tantôt nu, tantôt recouvert de végétation, était soutenu horizontalement à 4 mètres de hauteur par des supports isolants. Après l'avoir relié un instant à la terre pour lui donner le potentiel du sol, on le maintenait isolé pendant quelques minutes durant lesquelles s'effectuait la déperdition de sa charge. Au bout de ce temps soigneusement mesuré, on rétablissait la communication à la terre, mais cette fois par l'intermédiaire d'un galvanomètre balistique dont l'écart mesurait la charge négative perdue (ou la charge positive reçue). En divisant cette quantité par le temps d'exposition en secondes et par la surface du plateau en cm², on avait l'intensité moyenne du courant de dissipation au-dessus de cette surface.

L'effet se trouvait beaucoup augmenté quand le plateau était recouvert de végétation, sous forme de gazon, branches de sapins, etc. En raison des aspérités multiples, la charge est alors, en effet, plus grande à surface *apparente* égale. Les expériences de C. T. R. Wilson, sur lesquelles nous reviendrons plus loin, ont montré que le coefficient de dissipation, c'est-à-dire la perte pour 100 par unité de temps, reste le même : l'intensité du courant au-dessus du plateau gazonné est donc accrue dans le même rapport

1. *Phys. Zeitschr.*, **3** (1902) 558.

[illegible] tue.

Ainsi [illegible] le dispositif [illegible] des couches d'air avoisinantes. Au bout d'un certain temps, l'équilibre est atteint et le plateau ne perd [illegible] notablement au-dessous de cette limite pour donner une intensité moyenne de courant qui ne soit pas trop éloignée de la valeur exacte, et, dans tous les cas, les résultats sont trop faibles. D'autre part, l'élévation du [illegible] superficielle qui est notablement supérieure à celle du [illegible] résultats doivent être trop forts. Peut-être faut-il attribuer à une sorte de compensation entre deux [illegible] valeur moyenne trouvée par Ebert, 1.7.10 $^{-16}$ amp. cm^2. [illegible] obtenus depuis.

V. — Le problème qui consiste à maintenir au potentiel du sol (potentiel zéro) la surface dont on veut mesurer la perte de charge a reçu, dans ces dernières années, deux solutions très élégantes, l'une de C. T. R. Wilson, avec un instrument que l'on peut considérer, à juste titre, comme une merveille d'ingéniosité expérimentale, l'autre de G. C. Simpson, [illegible] enregistrement continu.

Nous exposerons d'abord cette dernière, bien qu'elle soit la plus récente, parce que l'ensemble de l'appareil [illegible]

Appareil de G. C. Simpson[1].

[illegible] le plateau au potentiel du point d'éparpillement du [illegible]

l'eau dans un vase métallique isolé, en communication avec un électromètre, pour effectuer cette mesure.

L'enregistrement s'obtiendra sans difficulté en employant, par exemple, un électromètre à inscription automatique du genre Benndorf. On sait que, dans cet instrument, un circuit, comprenant une pile et un électro-aimant, est fermé à des intervalles de temps réguliers, et qu'un style léger, attaché à l'aiguille de l'électromètre, arrive en contact avec le papier sur lequel se fait l'enregistrement. Une modification facile à apporter à l'appareil permet de mettre automatiquement à la terre le vase récepteur aussitôt que son potentiel a été enregistré, c'est-à-dire toutes les deux minutes dans le dispositif de Simpson. Chaque déviation de l'électromètre est ainsi proportionnelle à la charge reçue par le vase pendant les deux minutes précédentes.

Un second électromètre enregistreur, destiné à la mesure du champ, était actionné par le même courant, de telle sorte que les enregistrements fussent simultanés dans les deux appareils.

Pour interpréter convenablement les résultats, une remarque est nécessaire. La charge négative induite sur le plateau isolé par le champ terrestre varie sous l'influence de deux causes : d'abord, par la déperdition résultant de la conductibilité de l'air — c'est l'effet que nous voulons mesurer ; — ensuite, par le fait même des variations du champ, nécessairement accompagnées de variations correspondantes de la charge induite.

[illegible] par S [illegible] du plateau en centimètres carrés, par t le temps d'exposition en secondes, et par i la charge positive moyenne reçue en une seconde par chaque centimètre carré de la surface, la charge totale reçue par le plateau dans le temps t est $S\,i\,t$. D'autre part, si, dans cet intervalle, le champ au-dessus du plateau a varié de V_1 à V_2 (volts-mètre), une certaine quantité d'électricité a été rendue libre sur le plateau ; elle sera donnée par la formule $\frac{dV}{dh} = -4\pi\mu$, et, en unités électrostatiques,

$$[illegible] = \frac{S(V_1 - V_2)}{[illegible]}$$

Le récepteur a reçu ces deux charges et l'électromètre a mesuré leur somme. Par suite, q étant la charge moyenne par seconde donnée par l'instrument, on aura :

$$[illegible] = \frac{S(V_1 - V_2)}{[illegible]}$$

d'où

$$[illegible]$$

Telle sera l'expression de l'intensité par centimètre carré de la surface.

On en déduira la conductibilité γ par la formule $i = \gamma \frac{dV}{dh}$ qui donne ici, en unités électrostatiques :

$$\gamma = \frac{i.300.100}{V}$$

V étant, en volts par mètre, la valeur moyenne du champ pendant le temps t. Cette valeur sera, en général, différente de la moyenne des valeurs extrêmes V_1 et V_2; mais, dans la pratique, on prendra cette moyenne comme une approximation suffisante en régime normal.

Dans le dépouillement des observations enregistrées, on calcule *pour chaque heure* les valeurs moyennes du courant et de la conductibilité.

Pour la clarté de la méthode, il est intéressant de reproduire ici un exemple numérique donné dans le mémoire de Simpson.

La valeur moyenne de la quantité d'électricité recueillie pendant une heure est déduite de la moyenne de 5 ordonnées équidistantes de la courbe « régularisée » de l'enregistreur. Soit 50,8 mm. cette ordonnée moyenne dans le cas examiné. La sensibilité de l'électromètre étant de 5,9 volts par millimètre d'ordonnée, le voltage moyen pour l'heure est 184,7 volts, ou 0,606 U.E.S.

L'ensemble des capacités du vase récepteur et de l'électromètre est 35 cm. Il en résulte que, dans l'heure considérée, la quantité moyenne d'électricité enlevée au plateau, pendant chaque intervalle de deux minutes, était : $0,606 \times 35 = 21,211$ U.E.S., et, pendant une seconde,

$$q = \frac{21,21}{120} = 0,177 \text{ U.E.S.}$$

La surface du plateau étant égale à 17.10^4 cm², il s'en suit :

$$\frac{q}{S} = 104.10^{-8} \text{ U.E.S.}$$

Les valeurs du champ au commencement et à la fin de l'heure étaient respectivement 20,8 et 49,5 volts-mètre, par suite :

$$\frac{V_1 - V_2}{5,77.10^{-3}.l} = \frac{28,5}{5,77.10^{-3}.5600} = -2.10^{-8} \text{ U.E.S.}$$

On a donc finalement, pour l'intensité du courant :

$$i = (104 - 2.10^{-8}) = 102.10^{-8} \text{ U.E.S.}$$

et pour la conductibilité :

$$\gamma = \frac{102.10^{-8}}{54,8} = 5.10^{-4} = 8,7.10^{-9} \text{ U.E.S.}$$

L'emplacement qu'avait dû adopter Simpson pour l'installation de son plateau à l'observatoire météorologique de Simla était peu favorable, en raison de la proximité trop grande d'arbres élevés. Le champ s'y est montré, en effet, remarquablement faible. Aussi, dans cette première série de mesures, les observations continues utilisables n'ont porté que sur une dizaine de jours de beau temps, à la fin de novembre 1909. Elles ont donné les valeurs moyennes suivantes :

Pour le courant vertical par centimètre carré, $i = 5,4.10^{-8}$ U.E.S. $= 1,8.10^{-16}$ amp.

Pour la conductibilité, $\gamma = 5,8.10^{-9}$ U.E.S.

Pour le champ, V = 29 volts-mètre.

A ce champ très faible, correspond une conductibilité sensiblement plus forte que les valeurs moyennes citées précédemment, et l'intensité du courant vertical conserve une valeur suffisamment voisine de celles qu'ont données Gerdien et Kähler. Ce fait est digne d'attention, bien que Simpson semble attacher peu d'importance aux valeurs absolues qu'il a pu obtenir dans des conditions d'installations défectueuses.

Les résultats concernant la variation diurne, moins affectés par ces défectuosités, lui paraissent du plus grand intérêt. On y trouve une opposition très nette entre la marche de la conductibilité et celle du potentiel, avec un maximum de nuit et un minimum de jour pour le premier de ces deux éléments. Au contraire, la variation du courant vertical et celle du potentiel sont, dans leur ensemble, assez analogues.

VI. — C. T. R. Wilson[1] a indiqué en 1906, une méthode extrêmement originale pour mesurer la charge superficielle, ainsi que la perte par déperdition de cette charge, sur un conducteur exposé au champ électrique terrestre *et maintenu au potentiel du sol (potentiel zéro)*.

On peut caractériser cette originalité en disant que les mesures, qui, dans les appareils d'Ebert et de Simpson, se font à l'aide d'un plateau de plusieurs mètres carrés de surface, s'obtiennent ici avec un disque de 7 cm. de diamètre. Mais l'appareil est remarquable à d'autres titres et, comme il paraît encore très peu connu en France, bien qu'il ait été signalé à deux reprises dans ce journal[2], nous croyons qu'il n'est pas sans intérêt de décrire avec quelque détail l'instrument lui-même et son usage.

Appareil de C. T. R. Wilson.

Pour maintenir au potentiel du sol (potentiel zéro) le conducteur isolé exposé au champ terrestre, et dont le potentiel tend à varier par le fait de la déperdition, la méthode consiste, en principe, à faire varier convenablement la capacité de ce conducteur.

Toute variation de capacité retentit inversement sur le potentiel, considéré comme une grandeur continue et sans le changement de signe qu'introduit, dans les notations habituelles, la convention de la valeur zéro pour le potentiel du sol. Les variations progressives nécessaires dans la capacité sont obte-

1 *Cambr. Phil. Soc. Proc.* 13 (1906) 184 et 764. — *Proc. Roy. Soc.* 80 (1908) 577.

2 *Le Radium* 3 (1906) 156 et 6 (1909) 28.

[illegible] d'un condensateur [illegible] dont l'armature [illegible] sur [illegible] du condensateur, et l'armature extérieure un tube métallique maintenu à un potentiel constant, et pouvant glisser parallèlement à la tige intérieure qu'il enveloppe ainsi sur une longueur plus ou moins grande. Les déplacements dans le premier sens augmentent la [illegible] diminuent le potentiel; l'effet est inverse pour les déplacements en sens contraire.

Les variations du potentiel sont constatées, et [illegible] mesurées, à l'aide d'un électroscope à feuille d'or dont la disposition spéciale est un des caractères les plus remarquables de l'instrument. Elle permet, en effet, de mesurer, à partir du potentiel zéro, des potentiels positifs et négatifs, comme on peut le faire, par exemple, avec un électromètre à [illegible].

Pour cela, la cage conductrice qui enveloppe la feuille [illegible] un potentiel constant par communication avec l'armature intérieure d'une bouteille de Leyde dont l'autre armature est au sol. Dans ces conditions, si la feuille d'or est elle-même au sol, c'est-à-dire au potentiel zéro, elle dévie d'un angle qui ne dépend que du potentiel [illegible] la cage. Cette position d'équilibre est observée à l'aide d'un microscope à échelle oculaire micrométrique; elle donne, pour ainsi dire, le zéro de l'appareil de mesure.

En général, pour un potentiel quelconque de la feuille d'or, la déviation ne dépend que de la différence [illegible] de la cage. Supposons à la cage un potentiel positif de 50 volts. Si le potentiel de la feuille d'or, initialement zéro, [illegible] la déviation [illegible] si le potentiel diminue, c'est-à-dire passe au négatif, la [illegible] tant jusqu'à 50 volts, la déviation diminue jusqu'à devenir nulle, et si le potentiel continue de croître, la déviation se produit de nouveau et va maintenant en croissant jusqu'au moment où, pour un potentiel de 100 volts, elle atteint la position [illegible] au potentiel zéro.

L'échelle du microscope [illegible] 10 volts de part et d'autre de la position d'équilibre. [illegible] Aux dépens pour la mesure des potentiels de [illegible] 10 volts à [illegible] 30 volts d'un [illegible] 20 volts; [illegible] 110 volts de l'autre [illegible] cage est [illegible] au potentiel de 100 volts. La [illegible] au potentiel, en [illegible] même [illegible] de la seconde [illegible].

La feuille d'or est de 100 millimètres [illegible] d'argent et [illegible] mm de [illegible]. Il [illegible] de l'instrument [illegible] de la variation du potentiel de 1 volt produisant un déplacement de l'extrémité de la feuille de [illegible] environ, donnant, dans le champ du microscope, un déplacement de 2 divisions sur l'échelle micrométrique. On peut ainsi apprécier aisément le dixième de volts.

Sur la figure 2, qui représente une coupe verticale de l'appareil, on voit en B la cage, en E et F

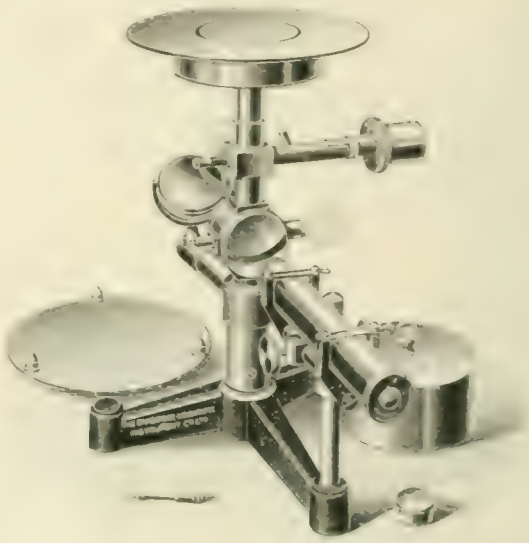


Fig. 1.

la feuille et son support. Ce dernier est un prolongement de la tige verticale isolée U supportant le plateau de déperdition T.

La bouteille de Leyde en quartz D, dont l'armature intérieure, constituée par une couche d'argent, est reliée à la cage de l'électromètre, peut conserver pendant 24 heures une charge à très peu près constante, et le potentiel de l'armature ne varie, dans cet intervalle, que d'une fraction de volt. On vérifiera de temps à autre, au cours d'une longue série de mesures, l'invariabilité du zéro par une mise au sol de la feuille d'or, et l'on tiendra compte au besoin, dans les lectures sur l'échelle, du déplacement qui a pu se produire. Dans la pratique, l'appareil peut rester en service pendant plusieurs semaines, sans qu'il soit nécessaire de recharger la cage.

Le conducteur exposé à l'air libre, et dont on doit mesurer la charge sous l'influence du champ terrestre, est un plateau horizontal T, de 7 cm. de diamètre, en [illegible] W, dont la surface supérieure est exactement dans le même plan que celle du plateau, l'entoure en formant un anneau de garde séparé par un intervalle de 2,5 mm et en [illegible] avec le sol, [illegible] diamètre [illegible] 11 cm. [illegible] V [illegible] l'on enlève quand celui-ci doit être exposé au champ [illegible] de la méthode d'observation de C. T. R. Wilson.

L'appareil qui permet de faire varier à volonté la capacité du système plateau-électroscope et dont nous avons indiqué plus haut le principe, porte le nom de *compensateur*. Il est constitué par une bouteille de Leyde en quartz P, argentée intérieurement, analogue à celle qui sert à la charge de la cage. L'armature

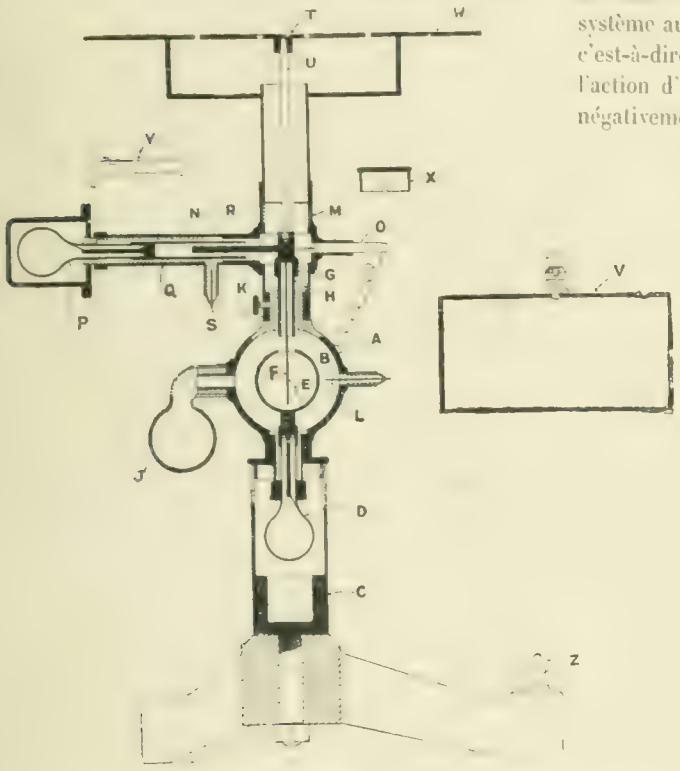


Fig. 2.

intérieure communique avec un tube métallique Q, qui prolonge en quelque sorte le col de la bouteille et peut envelopper, sur une longueur plus ou moins grande, une tige métallique horizontale R fixée latéralement sur le support commun de la feuille d'or et du plateau. L'ensemble de la bouteille et du tube est déplacé à la main par l'observateur et ces déplacements sont mesurés sur une échelle divisée.

Quand le compensateur est retiré autant que possible et se trouve au zéro de l'échelle, la tige intérieure au tube est entièrement dégagée, et il n'y a pas de condensation[1]. Celle-ci se produit quand on enfonce le compensateur, et va en augmentant à mesure que le tube du système mobile recouvre plus complètement la tige.

Dans les conditions ordinaires de l'observation, la bouteille de Leyde et, par suite, le tube sont chargés *négativement*.

Pour nous rendre compte du fonctionnement de ce dispositif, supposons d'abord que, le couvercle étant placé sur l'anneau de garde, le compensateur soit retiré jusqu'au zéro, et que l'on mette un instant au sol le système plateau-électroscope. Le plateau, au milieu de son enveloppe métallique, n'a évidemment aucune charge, et tout le système est au potentiel zéro. Si nous enfonçons le compensateur, la capacité du système augmente et, par suite, son potentiel diminue, c'est-à-dire qu'il devient négatif. En d'autres termes, l'action d'influence du tube du compensateur chargé négativement donne à l'électroscope une charge négative dont l'équivalent positif reste emmagasiné dans la tige intérieure au tube. Pour donner à la feuille d'or une charge permanente positive, il suffirait maintenant de rétablir un instant la communication avec le sol, puis de retirer brusquement le compensateur qui abandonnerait alors au système la charge emmagasinée.

Il est facile d'étalonner le compensateur de façon à connaître, en unités absolues, pour chacune de ses positions, la quantité d'électricité positive accumulée sur la tige intérieure par la condensation.

Pour cela, on disposera sur l'anneau de garde, en regard du plateau d'épreuve, un disque métallique supporté par trois boutons isolants de façon à former avec le plateau un condensateur dont la capacité peut être aisément déterminée. Après avoir mis à la terre le disque et le plateau, on retire à fond le compensateur; puis on rompt la communication avec le sol, et on donne au disque un potentiel connu en le reliant au pôle positif d'une batterie de quelques éléments dont l'autre pôle est à la terre. La feuille d'or de l'électroscope accuse une élévation du potentiel; on ramène celui-ci à zéro en enfonçant le compensateur qui capte, pour ainsi dire, l'équivalent positif de la charge négative accumulée sur le plateau par la condensation. Or, on connaît la valeur de cette charge, en unités absolues, par la capacité et le potentiel du condensateur disque-plateau. On notera la division de l'échelle du compensateur qui lui correspond, et l'on continuera ainsi en faisant varier la charge par le changement du potentiel du disque[1].

1. Puis [illegible] une certaine valeur, toujours la même.

1. Nous nous bornons à cette indication pour éviter des longueurs. Dans la pratique, l'étalonnage tout entier se fait sous le même potentiel du disque par une [illegible] de l'appareil [illegible] du compensateur.

D'autre part, la disposition du compensateur, par rapport à la tige intérieure fixe, est telle que la courbe d'étalonnage soit très sensiblement une ligne droite dans toute sa longueur : c'est-à-dire que les déplacements du compensateur sont très sensiblement proportionnels [illegible] Dans ces conditions, l'étalonnage ayant été fait pour une certaine charge de la bouteille, si cette charge vient à changer, il

[illegible] plus seulement un appareil de mesure permettant de [illegible] le [illegible] du potentiel. C'est un instrument de mesure [illegible] les quantités d'électricité en [illegible] [illegible] peut donner les potentiels, de telle sorte que, si la capacité du système est connue, on pourra, dans certains cas, utiliser au besoin, pour les mêmes déterminations, soit le compensateur, soit l'électroscope.

Telles sont, dans leurs parties essentielles, les opérations que comporte l'ingénieux procédé de mesure de C. T. R. Wilson. Au point de vue de la pratique, il [illegible] de [illegible] beaucoup du soin apporté à la construction d'un instrument d'autant plus délicat que son auteur a tenu à en réduire le plus possible les dimensions, afin de le rendre aisément transportable[1]. Tout l'appareil, tel qu'il est représenté par la figure (1), en place de son pied de bronze n'a, en effet, qu'une hauteur totale d'environ 55 centimètres. La boîte qui le renferme est disposée pour servir de support pendant les observations.

Nous allons indiquer maintenant comment on peut l'appliquer aux mesures du champ terrestre et du courant vertical de conductibilité.

L'appareil étant transporté dans un lieu bien découvert, le couvercle en place sur l'anneau de garde et le compensateur à sa complète extension, c'est-à-dire au [illegible] de l'échelle, on [illegible] en assurant la communication avec le sol et l'on vérifie la position de la feuille d'or correspondant au potentiel zéro. Puis on enlève le couvercle. Le potentiel du système plateau-feuille d'or [illegible] sous l'action du champ extérieur, et celui-ci a sa direction normale de beau temps. La feuille d'or s'écarte (en s'abaissant) de sa position initiale; on l'y ramène en enfonçant le compensateur. Le système [illegible] est alors assimilable à une portion du sol, [illegible] d'une certaine hauteur et recouverte de sa charge [illegible] correspondant à [illegible] Le compensateur a [illegible] l'équivalent positif de la charge [illegible] on [illegible] immédiatement la valeur

Préalablement [illegible] l'appareil pendant quelques minutes [illegible] à [illegible] [illegible] l'effet de la déperdition [illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

tion, le potentiel du système tend à s'élever; on le maintient à zéro en enfonçant progressivement le compensateur, de telle sorte que, pendant toute la durée d'exposition, le potentiel reste rigoureusement celui du sol, la charge négative sur le plateau conservant la valeur normale correspondant au champ. Le temps d'exposition écoulé, on replace le couvercle.

On peut alors procéder de deux façons pour mesurer la quantité d'électricité dissipée, et faire cette mesure soit avec le compensateur, soit avec l'électroscope.

En replaçant le couvercle, nous avons laissé sur le plateau, maintenu au potentiel zéro, une charge négative égale à la charge normale, et, l'action du champ n'existant plus, la feuille d'or accuse un potentiel négatif. Or, le compensateur, pendant son déplacement total, a capté d'abord l'équivalent positif de la charge normale, ensuite, progressivement, l'équivalent positif de la charge négative perdue par la dissipation. En retirant le compensateur jusqu'à ramener le système au potentiel zéro, nous libérerons la première partie; la seconde reste sur le compensateur qui la mesure par sa position sur l'échelle.

M. Wilson emploie de préférence le procédé de mesure par l'électroscope. Après avoir replacé le couvercle, on retire à fond le compensateur. On libère ainsi la totalité des deux absorptions positives indiquées plus haut, et, après neutralisation de la charge négative restée sur le système, l'excès donne à celui-ci un potentiel positif mesuré par la feuille d'or. Connaissant la capacité, on en déduit la valeur de cet excès, c'est-à-dire de l'équivalent positif de la perte par déperdition.

Il faut passer de là aux données relatives *au sol lui-même*, pour lequel la charge par unité de surface et par suite la quantité d'électricité dissipée sont nécessairement différentes des valeurs observées dans les conditions où se trouve le plateau d'épreuve.

Une série de mesures, sur lesquelles nous ne pouvons nous étendre ici[1], ont donné à M. Wilson le nombre 4,2 pour le rapport entre les charges par unité de surface sur le plateau de l'appareil et sur le sol voisin supposé nu[2].

Par d'autres expériences, M. Wilson a trouvé que le coefficient de déperdition, c'est-à-dire la perte pour 100 de la charge dans l'unité de temps, est indépen-

[1] [illegible] C. T. R. [illegible] 80 [illegible] [illegible] l'appareil, [illegible] [illegible] [illegible]

[2] [illegible]

[illegible] de la nature de la surface du corps exposé. Par exemple, en opérant avec un morceau de sol gazonné recouvrant le plateau de l'appareil, on trouve, pour une charge qui est alors environ 5 fois plus forte que celle de la surface métallique nue, exactement la même valeur de ce coefficient. Les conditions sont cependant très différentes dans les deux cas, la charge sur le gazon étant accumulée sur les tiges qui hérissent la surface. M. Wilson fait remarquer en outre que cette égalité se maintient *même pendant les pour-* « *suites extrêmes et de forte insolation*, alors que l'on aurait pu s'attendre à voir se manifester quelque effet photo-électrique sur l'un ou l'autre du plateau ou du morceau de sol gazonné. « D'une manière générale, » dit M. Wilson, les *pours de forte insolation ne sont* « *pas, cela est positif, des pours de dissipation anor-* « *malement forte.* »

Ces deux points établis : constance du facteur de dissipation et rapport de la charge sur le plateau à la charge sur le sol, on déduira des observations faites avec l'appareil la charge du sol et la déperdition à la surface de celui-ci supposée nue.

La charge σ par unité de surface donnera le champ par la formule $\frac{dV}{dh} = 4\pi\sigma$, et l'intensité du courant vertical s'obtiendra par la déperdition. La valeur de la conductibilité résultera de la connaissance de ces deux éléments[1].

Les valeurs moyennes résultant d'observations, généralement faites au voisinage de midi, pendant 17 jours répartis sur une période d'une année environ (septembre 1906 à octobre 1907), en pleine campagne dans la région d'Édimbourg, et dans des conditions qui paraissent excellentes, sont les suivantes :

Charge par cm² du sol : $49,7.10^{-5}$ U.E.S. (valeurs extrêmes : 29,6 et 107,0) ;

Champ en volts par mètre : 187 volts (valeurs extrêmes : 111 et 401) ;

Déperdition pour 100 par minute : 8,55 (valeurs extrêmes : 2,9 et 16,1) ;

Courant par cm² et par seconde : $6,72.10^{-7}$ U.E.S. (valeurs extrêmes : 2,15 et 10,5) ;

Ou : $2,22.10^{-16}$ ampères (valeurs extrêmes : 0,71 et 3,4).

On en déduit, comme valeur moyenne de la conductibilité : $\lambda = 1,1.10^{-4}$ U.E.S.

VII. — La valeur de l'intensité du courant vertical, résultant des observations de C. T. R. Wilson, se trouve donc être exactement la même que celle qu'obtient Kähler comme moyenne d'une année d'observations par une méthode essentiellement différente. Cette coïncidence est évidemment fortuite, mais on ne saurait trop insister sur l'accord vraiment remarquable des résultats moyens des quatre séries de mesures systématiques du courant vertical qui constituent à peu près toutes les données acquises aujourd'hui sur cet élément. Cet accord est d'autant plus frappant que les observations, dans des lieux différents, ont été faites par des procédés ou des méthodes très dissemblables, car la différence entre les dispositifs de Gerdien et de Kähler, pour la mesure de la conductibilité, est, en réalité, aussi grande que celle qui sépare l'appareil à plateau minuscule de C. T. R. Wilson de l'énorme surface de déperdition de Simpson, aussi grande que la différence entre les méthodes elles-mêmes appliquées dans chacun des deux groupes.

Résumons ces résultats :

1° *Mesures indirectes par la conductibilité et le champ :*

Gerdien (Göttingue) :

$i = 2,67 . 10^{-16}$ amp./cm²,
$V = 120$ volts,
$\lambda = 2,22 . 10^{-4}$ U.E.S.

Kähler (Potsdam) :

$i = 2,22 . 10^{-16}$ amp./cm²,
$V = 260$ volts,
$\lambda = 0,84 . 10^{-4}$ U.E.S.

2° *Mesures directes par la déperdition :*

C. T. R. Wilson (Édimbourg) :

$i = 2,20 . 10^{-16}$ amp./cm²,
$V = 187$ volts,
$\lambda = 1,1 . 10^{-4}$ U.E.S.

G. Simpson (Simla) :

$i = 1,8 . 10^{-16}$ amp./cm²,
$V = 29$ volts,
$\lambda = 5,8 . 10^{-4}$ U.E.S.

Tandis que le champ varie de 1 à 9 et la conducti-

1. Les mesures par la perte de M. Wilson n'échappent pas [illegible] ; elles peuvent satisfaire à toutes les [illegible] dans l'électricité atmosphérique et qui [illegible] extrême, au moins au voisinage du sol, [illegible]

Les variations rapides du champ et, par suite, de la charge [illegible] sont considérables et très rapides, sur [illegible] Dans l'espace de quelques minutes ces [illegible] de 1 à 1,5 et 1,5, parfois de 1 à 2 et [illegible] sous les influences climatologiques [illegible] la précision et la prévision. Dans [illegible] M. Wilson, la mesure de la charge précède immédiatement la mesure de la déperdition, et celle-ci ne dure [illegible] minutes. Les conditions sont aussi [illegible] possible, mais surtout que le sol, le temps de la mesure est encore suffisant pour que, même sous un régime en apparence normal, le résultat puisse être quelquefois grandement altéré par une variation rapide de la charge induite pendant l'observation. [illegible] l'explication de certaines anomalies dans les mesures ; il montre aussi la nécessité de multiplier celles-ci le plus possible, à intervalles rapprochés.

[illegible] de 7 à 1. Le courant vertical varie seulement de 1 à 1,5. Il [illegible] que l'on puisse conclure à une [illegible] dans la valeur moyenne de cet élément.

Nous avons [illegible], en dehors de cet article, les [illegible] atmosphérique exécutées par M. Rouch, dans l'Antarctique[1], au cours de la [illegible]. Parmi les observations, figurent de nombreuses mesures de la conductibilité faites avec un appareil de Gerdien. Elles sont réparties sur neuf mois pendant lesquels le champ était, d'autre part, régulièrement enregistré.

M. Rouch a publié[2] les moyennes mensuelles correspondantes de ces deux éléments. Or, ces valeurs s'accordent mal avec la conclusion formulée plus haut.

En effet, en [illegible] à l'aide de ces données, les intensités du courant vertical, on trouve, pour l'ensemble des neuf mois d'observations :

$$[illegible] = 4,16 \cdot 10^{-[illegible]} \cdot [illegible] \cdot 8 \cdot V = 165 \text{ volts},$$

$$i = 7,1 \cdot 10^{-[illegible]} \text{ ampère-cm}^2.$$

Sous un champ moyen relativement fort, la conductibilité conserve des valeurs très élevées, de sorte que l'intensité du courant vertical est ici trois fois plus [illegible] que la valeur moyenne des résultats précédents.

[illegible]

Il est possible que les valeurs trouvées pour la conductibilité soient trop fortes. M. Rouch a signalé les difficultés de ces mesures dans les conditions où il opérait, soit par le fait de l'isolement difficile à maintenir, soit par l'influence de l'air glacé qui alimentait l'aspirateur. Néanmoins, toutes les précautions avaient été prises pour assurer autant que possible la valeur des observations. Une différence considérable, mais dans un sens fréquemment constaté en d'autres régions, s'est toujours manifestée entre les conductibilités des deux signes, la conductibilité positive étant, pour certains mois, deux fois plus forte que la négative. (Valeur moyenne du rapport : 1,62). D'autre part, la marche annuelle de la conductibilité s'est montrée rigoureusement inverse de celle du champ.

S'il était permis de généraliser d'après le petit nombre des données acquises, on pourrait supposer que l'intensité du courant vertical, peu variable dans les régions tempérées, aurait tendance à s'accroître aux hautes latitudes et, peut-être, à s'affaiblir aux latitudes basses. Hâtons-nous de le dire, rien n'autorise aujourd'hui une pareille conclusion; mais, malgré les réserves qu'il comporte, le résultat des consciencieuses observations de M. Rouch doit être retenu. Peut-on prévoir, dès à présent, ce que réserve à la physique du globe, la solution du mystérieux problème scientifique des régions polaires!

[illegible]

Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique

Dr A. RIGHI

[illegible]

4. Circonstances qui influent sur le potentiel de décharge. — Avec l'intention [illegible] j'ai tout d'abord employé un de la forme usuelle, [illegible] parallèles plus ou moins éloignées l'une de l'autre, [illegible] Bichat [illegible] que le champ [illegible] de la [illegible] du potentiel de décharge; mais j'ai observé une grande irrégularité dans les phénomènes, en dehors des difficultés signalées déjà autrefois. Souvent, et d'une manière plus marquée que dans les recherches anciennes, j'observais le fait connu que, une fois que la décharge commence sous certaines conditions, elle continue lorsque ces conditions ont été modifiées de manière qu'elles exigent pour initier la décharge une différence de potentiel beaucoup plus grande que celle réellement appliquée aux électrodes du tube. Je me suis [illegible] phénomène [illegible] propriété isolante de la surface extérieure du tube de [illegible]

lorsque, sans changer la différence des potentiels des électrodes, on changeait leurs valeurs absolues, par exemple en mettant en communication avec la terre l'un ou l'autre des pôles de la batterie d'accumulateurs.

Tout cela semble indiquer l'existence de charges électriques sur le verre des parois. En effet, ayant rendu conductrice la surface extérieure du tube en collant sur elle une feuille d'étain qu'on maintenait en communication avec la terre, les irrégularités et les

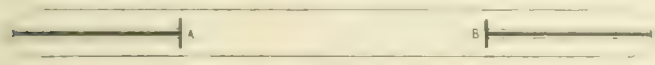


Fig. 4.

incertitudes dans les mesures disparurent. L'influence des valeurs absolues des deux potentiels resta complètement, et pour l'étudier j'ai donné au tube la forme indiquée par la figure 4.

Ce tube est cylindrique et porte comme électrodes deux petits disques A, B, placés perpendiculairement à son axe, dont la distance réciproque est d'environ 15 cm. Comme le diamètre extérieur du tube est un peu plus petit que celui du trou dont sont percés les noyaux de fer des deux bobines de l'électro-aimant, on peut faire entrer le tube dans ces trous. L'électro-aimant est mobile sur des rails longitudinaux, ce qui permet de varier sa position relative par rapport au tube.

En particulier on peut placer une des électrodes au milieu de l'espace qui reste libre entre les pôles, et alors l'autre électrode se trouve au dedans d'une des bobines, et précisément au milieu de sa longueur. Cette deuxième électrode est alors soustraite à l'action du champ, au moins lorsque celui-ci n'a pas une intensité très grande.

Pour m'en rendre compte d'une manière exacte, j'ai jugé nécessaire de mesurer l'intensité du champ correspondant à des intensités variées du courant magnétisant, soit entre les pôles à moitié distance, soit au centre des noyaux des bobines, en employant pour cela une petite bobine communiquant avec un galvanomètre balistique. Voici le résultat de ces mesures.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1	0	565	0
2	0	1126	
4		1951	0
8		5018	
12		4064	7
14	58	4450	0
16	117	4829	88
20	594	5477	788
25,5	650	5665	650

L'allure irrégulière des nombres des 2e et 4e colonnes est due vraisemblablement à une irrégularité de structure du fer des noyaux.

Pour les expériences suivantes l'électrode A du tube se trouvait au milieu du champ entre les pôles, pendant que l'électrode B était au milieu de la bobine de droite. Le tube était recouvert extérieurement par une feuille métallique en communication avec la terre.

Il est facile, avec une telle disposition de l'expérience, de mettre en évidence l'influence exercée par la valeur absolue du potentiel de chaque électrode, comme aussi celle des signes de leurs charges; voici une série d'observations faites avec une pression de 0,02 mm. de l'air dans le tube.

La différence de potentiel V, appliquée aux électrodes (environ 5000 volts), était beaucoup plus petite que le potentiel de décharge. En changeant les communications et mettant à terre l'un ou l'autre des pôles de la batterie, on pouvait réaliser les quatre cas suivants :

1. Potentiel de A	$-V$;	potentiel de B 0.
2.	0;	$-V$.
3.	V;	0.
4.	0;	V.

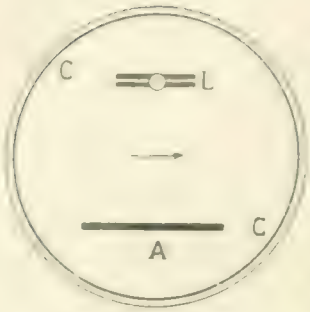
Dans les cas 2, 3, 4, il fallait un champ supérieur à 5000 gauss pour déterminer la décharge dans le tube; dans le cas 1 un champ de 1250 gauss était suffisant pour obtenir ce même résultat[1].

Laissant à part les cas 2 et 4, dans lesquels le champ électrique près de l'électrode A est certainement très faible, on doit remarquer la différence qui existe entre 1 et 3. Cette différence peut être due principalement à deux circonstances : 1° au fait que dans le cas 1 la paroi de verre qui entoure A peut fonctionner comme cathode, et qu'ainsi on a une cathode qui entoure l'anode tandis que dans le cas 3 c'est le contraire; 2° à une manière différente de se comporter de la part de cathodes de différente nature.

L'expérience suivante parle contre une telle influence de la nature du corps sur lequel se terminent les lignes de force électriques. Avec un tube semblable à celui de la figure 4, mais dans lequel, au lieu de la feuille d'étain extérieure on a revêtu intérieurement la paroi avec une lame d'aluminium communiquant avec la terre, j'ai obtenu les mêmes résultats qu'avec le tube fig. 4.

Malgré cela il m'a semblé qu'on ne pouvait pas exclure la possibilité d'une influence de la nature de la cathode, ou généralement des corps qui, recevant des lignes de force, peuvent se comporter comme cathodes dans un tube à décharge. Ainsi j'ai réalisé

[1] [illegible] 30 juin 1911.



lames juxtaposées, l'une d'aluminium et l'autre d'une substance différente, par exemple de plomb. Cette double lame L peut tourner autour d'un axe parallèle à l'axe du tube.

meri.

la pression de 0,012 mm., la batterie fournissait aux électrodes une différence de potentiel de 1750 volts, et, à un moment donné, on créait un champ d'environ Voici ce que j'ai observé.

Le courant n'existait pas dans le tube, et il ne s'éta- aluminium de la double lame L était tournée vers

ment. Par une rotation continue de la double lame la

En remplaçant le plomb par le platine, j'ai observé

travail

des gaz occlus. Cette idée est suggérée par le fait suivant, que j'ai maintes fois constaté. Si après avoir déterminé le potentiel de décharge pour un tube donné, on cherche à dépouiller les électrodes des gaz adhérents ou occlus, par exemple en mettant de nouveau en action la pompe à air pendant qu'on fait passer des décharges, et puis on rétablit la pression initiale, on trouve une nouvelle valeur du potentiel de décharge, qui est plus élevée, et souvent beaucoup, de la valeur primitive.

reçoit l'impression, que si vraiment le champ magnétique peut ioniser le gaz, c'est principalement près de la cathode que cela a lieu, ce qui concorde avec ce qu'on a dit § 2. Mais on ne doit pas exclure que la magnéto-ionisation ne puisse se produire aussi ailleurs ; c'est pour éclaircir ce point que j'ai institué certaines des expériences qui seront décrites plus loin.

5. **Mesures du potentiel de décharge dans un champ magnétique, dans des cas de grande raréfaction.** — Par suite des inconvénients provoqués par le verre des parois du tube à décharge, j'ai dû adopter, pour les mesures, des tubes dans lesquels une des électrodes est tournée par une lame métallique appliquée contre la paroi du tube. La figure 6 montre un de ces tubes, avec lequel j'ai fait beaucoup de déterminations très concordantes. Une des électrodes est le cylindre BCDE (hauteur 10 cm., diamètre 5,5) ; l'autre est la lame plane A (5 sur 1,7 cm.). Le tube peut être tourné sur son axe de figure, et par conséquent être placé de manière que l'électrode A soit, ou parallèle, ou perpendiculaire à la direction du champ magnétique, indiquée par les flèches dans la figure.

A cause de la différence de forme des électrodes et aussi de la circonstance que l'électrode A n'a pas une forme de révolution par rapport à l'axe du tube, on peut s'attendre à quatre cas différents. Les effets produits dans chacun des deux, mentionnés précédemment de la lame A, seront pour chacun des quatre cas différents.

Les effets produits par le champ sont différents dans ces quatre cas, et l'on a à tracer quatre courbes ou prend le champ comme abscisse et le potentiel de

Les résultats obtenus

Les résultats de ces mesures sont une démonstration

Tube A				Tube A			
Perpendicul. au champ		Parallèle au champ		Perpendicul. au champ		Parallèle au champ	
P	C	P	C	P	C	P	C
550	155	450	722	580	75	580	
	450		385		254	650	0
500	127	450	450	500	58	640	157
	605		229		317	690	1505
640	76	550	1570	550	15	695	2474
	1447		216		785	700	5475
650	64	590	1880	620	596		
	1750		152	850	645		
700	64	660	2555	1050	947		
	..	750	127	1410	1690		
840	15	845	102	1720	3507		
	5175	950	77	1850	5496		
A		B		C		D	

Cela dépend du fait que j'ai modifié ma méthode dans les mesures.

Au lieu de donner au champ une valeur particulière et d'augmenter successivement d'une unité le nombre des accumulateurs jusqu'à la production de la décharge, j'ai reconnu qu'il y a avantage à opérer de la manière contraire, à donner précisément une valeur déterminée à la différence de potentiel fournie par la batterie, et alors faire varier lentement l'intensité du champ, au moyen de rhéostats à curseur insérés dans le circuit du courant des bobines, jusqu'à ce que la décharge s'établisse[1]. Par exemple, dans le cas de la première des déterminations du tableau, après avoir établi entre les électrodes en différence de potentiel de 550 volts, j'ai fait croître depuis zéro le champ, et le courant dans le tube a pris naissance brusquement lorsque le champ a atteint l'intensité 155 gauss.

Mais souvent à une même valeur du potentiel de décharge correspondent des valeurs différentes (deux, quelquefois trois) du champ. Après avoir trouvé la valeur 155 il fallait donc voir s'il y en avait d'autres. J'ai procédé de la manière suivante. J'ai donné au champ une valeur très élevée, par exemple 2000 gauss, et ayant constaté qu'alors il n'y a pas de décharge dans le tube, j'ai diminué l'intensité du champ peu à peu. J'ai vu se rétablir la décharge pour 450 gauss, et j'ai enregistré cette valeur dans le tableau; et j'en ai conclu qu'il y a décharge pour les valeurs du champ comprises entre 155 et 450.

Si j'avais remarqué que pour une autre valeur plus grande que 450 gauss, on avait encore la décharge, j'aurais dû enregistrer cette troisième valeur aussi en correspondance au potentiel de 550 volts. Il peut se faire que lorsque je n'ai enregistré que deux valeurs pour le champ il en existe de même un troisième, qui est plus grand que le champ maximum que je pouvais atteindre.

Aux quatre séries de mesures du tableau précédent, désignées par les lettres A, B, C, D, correspondent les quatre courbes, désignées par les mêmes lettres, dans la figure 7.

L'allure des trois premières courbes ressemble à celle des courbes obtenues la plupart du temps avec les raréfactions moyennes, mais la courbe D diffère beaucoup des autres. En effet, avec des potentiels plus petits que le potentiel de décharge ordinaire (c'est-à-dire sans champ magnétique) le champ ne produit pas d'effet sensible, et il faut avoir recours à des potentiels plus élevés pour constater que le champ fait augmenter la valeur du potentiel nécessaire pour la production du courant.

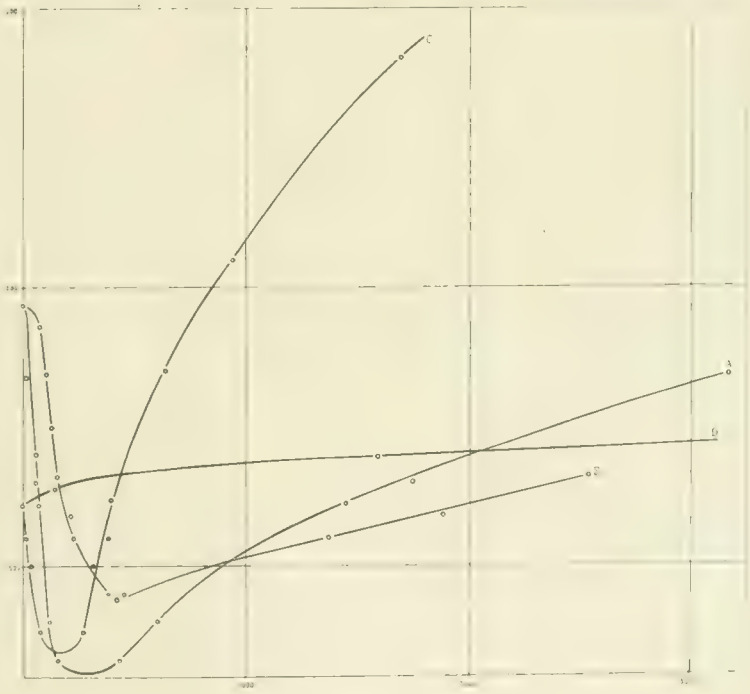


Fig. 7.

6. Expériences avec des tubes de formes variées. — L'explication ordinaire, aussi bien que l'explication nouvelle proposée ici pour la compléter,

[1] Je n'ai pas tenu compte des décharges momentanées qui précèdent quelquefois l'établissement de la décharge durable.

[illegible] distribution des lignes de force électrique, aussi bien [illegible]

[illegible]

[illegible] et contient de l'air à 0,05 mm. de pression. Une des

Fig. 8.

[illegible] même métal de 5 cent. environ de longueur et [illegible]

[illegible] manière que le champ magnétique était dirigé suivant [illegible] autres séries de mesures le tube était placé transver-[illegible]

Le tableau suivant donne les résultats obtenus, [illegible]

[illegible]				[illegible]			
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	80
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	180
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible] plus loin de montrer une courbe [illegible] donnée par le même tube avec de l'air un peu moins raréfié, et alors on verra que la

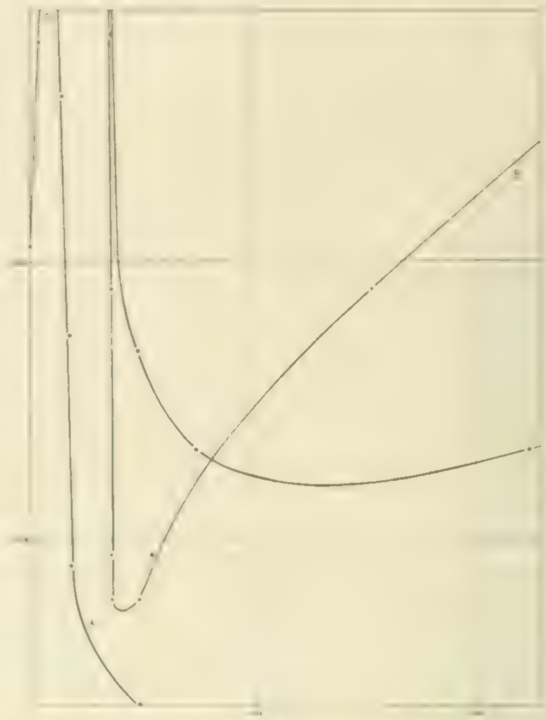


Fig. 9.

courbe, après avoir monté vers la droite, atteint une ordonnée maximum et puis elle descend. Avec la raré-[illegible] il aurait fallu [illegible] réaliser des [illegible] champs magnétiques [illegible] atteindre.

[illegible] exemple est offert [illegible] charge représenté en [illegible] fig. 10.

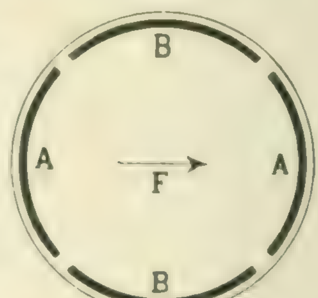


Fig. 10.

Au dedans du tube en verre on voit quatre lames d'alu-[illegible] petits intervalles qui les séparent, forment par leur [illegible] 0,04 mm.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1570	0	5500	220
1620	25		750
1850	102	415	160
1980	155		652
2140	347	570	127
2370	512		1022
2450	595	590	120
2870	6240		1054
		740	111
		870	102
		1040	102

Les courbes de la figure 11 ont été dessinées avec les nombres du tableau, et les signes + et − qu'on voit près d'elles servent à les distinguer.

Pour ne pas occuper trop d'espace, non seulement on a supprimé les parties des courbes correspondant aux

Fig. 11

plus hautes valeurs du potentiel, mais on a dessiné les deux courbes l'une dans l'autre avec un déplacement convenable des axes.

La grande diversité entre les deux courbes est bien à remarquer. Dans le cas où cette diversité est, en partie, dans le sens que fait prévoir la théorie ordinaire.

Les deux exemples précédents a) et b) montrent en même temps la variété des phénomènes, et quelques caractères communs. On ne pourrait pas employer ces résultats pour vérifier une théorie quelconque, en raison des formes spéciales des électrodes; mais le troisième exemple suivant pourrait s'y prêter.

c) Le tube employé diffère de celui représenté par la figure 8, seulement en ce que l'électrode A est longue comme le tube. En introduisant ce tube dans les noyaux de l'électro-aimant, les conditions de l'expérience seront sensiblement celles d'un champ électrique cylindrique et d'un champ magnétique uniforme dont les lignes de force sont perpendiculaires aux lignes de force électriques. Dans ce cas particulier, on connaît la forme des trajectoires parcourues par les électrons émis par la cathode.

Je ne rapporterai que les résultats obtenus en prenant le cylindrique intérieur comme cathode, mais avec deux raréfactions différentes.

Pression : 0,012 mm		Pression : 0,1 mm.	
P	V	P	V
750	5141		250
2100	5251	190	405
	565		5200
2860	1126		256
	5592	500	900
	565		5154
2950	1528		225
	5540	940	2800
	475		5449
7800	2800		220
	5449	1480	4505
			4849

La figure 12 montre la courbe construite avec les données relatives à la pression 0,1 mm. Pour la pression plus faible 0,012 mm, on obtiendrait une courbe semblable aux parties de la courbe figure 12 correspondant aux petits potentiels. On aurait donc une courbe formée par deux portions séparées.

La courbe figure 12 est, à ce qu'il paraît, le type plus général des courbes qui représentent la relation entre champ et potentiel de décharge, au moins pour les tubes dont l'anode entoure la cathode[1].

On remarque dans cette courbe deux traits qui diffèrent peu de droites verticales. Le trait qui correspond à des champs entre 200 et 500 gauss a montré quelquefois (comme dans la figure 14) une forme telle, qu'à une même valeur du champ devrait correspondre des valeurs différentes du potentiel de décharge; mais cela est vraisemblablement l'effet de quelque petite cause d'erreur systématique. Dans

[1] [illegible] minimum, deviendrait de nouveau ascendante. S'il en est vrai- [illegible] M. [illegible]

[illegible]

Les parties de la courbe qui sont presque des droites verticales, représentent des diminutions brus-

Fig. 14.

[illegible] des pressions de décharge [illegible] dues à deux causes distinctes, que l'hypothèse de la magnéto-ionisation explique [illegible]. La première [illegible] de la courbe doit être attribuée à l'action du champ sur la cathode, la deuxième à l'action sur le gaz loin de cette électrode.

7. Expériences suggérées par l'hypothèse de la magnéto-ionisation. — On imagine facilement [illegible] par lesquelles on peut soumettre à l'épreuve de l'expérience l'interprétation précédente. Il suffit [illegible] de construire deux fois la courbe [illegible] du type figure 8, [illegible] l'électrode A, [illegible] entre les pôles de l'électro-aimant, [illegible] lorsqu'il se trouve au dedans d'une des bobines, [illegible] à l'action du champ magnétique.

La première de ces courbes a été obtenue déjà : [illegible] de la figure 9. Mais [illegible] assez grandes du champ magnétique. Il fallait donc déterminer aussi cette courbe une nouvelle fois.

Avant d'exposer les résultats de ces nouvelles mesures, il est bon d'éliminer un doute, qui peut surgir, et précisément il est utile de vérifier d'abord que le champ ne produise son effet sur la cathode [illegible] au dedans d'une des bobines.

[illegible] le tube de la figure 15, [illegible] 8 [illegible] que la cathode A [illegible] perpendiculaire à [illegible] la cathode, se trouvant au centre d'une bobine B, [illegible] entourant le tube avec un mince fil de cuivre bien isolé qui lui dix tours, et dont les extrémités, étroitement tordues l'une sur l'autre, vont à un galvanomètre balistique d'assez grande sensibilité. Par la déviation qu'on obtient en fermant ou en ouvrant le

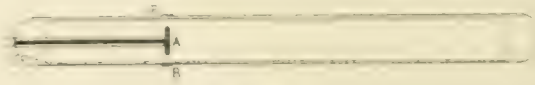


Fig. 15.

circuit des grandes bobines parcourues par un courant d'intensité connue, on peut déterminer l'intensité du champ dans la place occupée par la cathode.

Voici les résultats d'une expérience, choisie parmi d'autres concordantes entre elles, la pression dans le tube étant 0,028 mm.

Ayant introduit le tube dans les noyaux de l'électro-aimant, de manière que la cathode se trouvât entre les pôles et à demi-distance, j'ai reconnu qu'avec une différence de potentiel de 2210 volts appliquée aux électrodes du tube il fallait un champ d'au moins 5715 gauss, pour déterminer le paysage de la décharge permanente. Après avoir déplacé l'électro-aimant de manière que la cathode se trouvât à moitié longueur et au dedans d'une des bobines, il fallut un champ de 4829 gauss pour obtenir le même effet.

Pour décider si, dans ces dernières conditions, il s'agissait d'une action du champ sur l'air placé entre les pôles, ou sur la cathode, il fallait connaître à quelle intensité de champ celle-ci était exposée. En employant la petite bobine entourant la cathode, j'ai trouvé que, pendant qu'au milieu, entre les pôles, le champ avait ladite intensité de 4829 gauss, l'intensité autour de la cathode était de 276 gauss seulement, c'est-à-dire la quinzième partie environ de la valeur (5715) nécessaire pour produire la décharge. Celle-ci ne pouvait donc pas être attribuée à une action du champ sur la cathode placée au dedans d'une des grandes bobines.

Avec d'autres raréfactions et des valeurs variées de la différence de potentiel, j'eus toujours un résultat semblable, d'une manière plus ou moins marquée. L'exemple précédent correspond à celle de mes expériences, dans laquelle l'effet était le plus prononcé.

Après avoir fait cette constatation qui, à elle seule, rend très probable la magnéto-ionisation de l'air, loin de la cathode, j'ai procédé aux mesures nécessaires à la construction des deux courbes dont on a parlé plus haut. J'ai employé le tube de la figure 8, avec une pression d'air égale à 0,088 mm. Voir les résultats obtenus dans le tableau ci-contre :

Les courbes A et B de la figure 14, construites sur [illegible] On relève tout de suite de leur comparaison que, lorsqu'on soustrait la cathode de l'action du champ, on fait disparaître la partie descendante de la courbe

[illegible]		[illegible]	
[illegible]		[illegible]	
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
750	288	500	5241
	565	1120	5191
900	290	1570	5190
	1595	1800	5152
	288	1856	4065
1050	2028	1900	0
	5500		
	287		
1200	2574		
	5270		
	558		
1350	2856		
	5260		
	530		
1550	5585		
	5175		
	558		
1650	4065		
	5087		
1900	0		

correspondant aux valeurs du champ, entre 200 et 500 gauss, pendant que la deuxième partie descendante, en correspondance des valeurs de 5000 gauss environ, reste dans la courbe. Cela me paraît donner

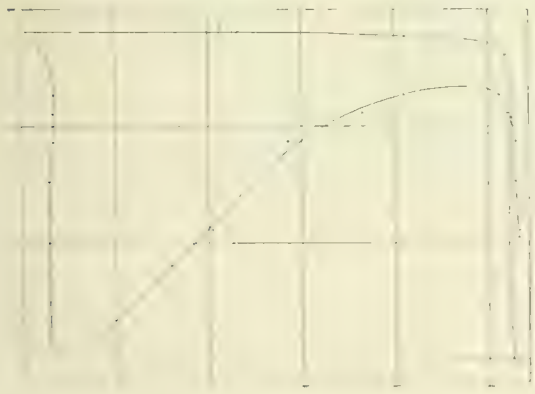


Fig. 14.

une bonne confirmation de la prévision basée sur l'hypothèse de la magnéto-ionisation.

Il n'est pas superflu de décrire une autre expérience qui, au fond, est une variante de la précédente.

J'ai employé un tube semblable à celui de la figure 4, mais sans le revêtement extérieur de feuille d'étain (qui, toutefois, comme j'ai pu vérifier, ne changeait pas substantiellement le résultat). Les deux électrodes du tube sont si éloignées l'une de l'autre que, lorsque l'une est placée au dedans et à moitié longueur d'une des bobines de l'électro-aimant, l'autre se trouve dans la position symétrique à l'intérieur de l'autre bobine. En outre, pendant les mesures, on mettait le milieu de la batterie en communication avec la terre, de manière que les électrodes avaient des potentiels égaux en valeur absolue et de signes contraires. Cela tendait à rendre parfaitement longitudinal le champ électrique dans la portion du tube qui restait entre les pôles.

Avec une pression de l'air de 0,04 mm, j'eus les résultats numériques suivants :

[illegible]	[illegible]
450	5090
760	4910
920	4678
1082	4510
1210	4140
1220	0

Je ne reproduirai pas la courbe qui en résulte, parce qu'elle est semblable à la B de la figure 14, sauf que la partie descendante est moins proche de la verticale. A part, cela cette courbe, comme la B figure 14, me semble indiquer une action du champ sur l'air placé entre les pôles.

Comme il arrive souvent pour une hypothèse suggérée par certains faits connus, celle d'une action du magnétisme tendant à favoriser la ionisation des gaz a conduit, elle aussi, à trouver quelques faits nouveaux. Ceux que j'ai décrits tendent évidemment à confirmer l'hypothèse que j'ai adoptée.

Elle me sembla nécessaire pour expliquer comment un champ magnétique puisse déterminer la décharge lorsque la différence de potentiel employée ne produit aucun passage d'électricité démontrable avant l'existence du champ. Comme les expériences décrites ne s'opposent pas à l'hypothèse, il me semble qu'on doive la maintenir.

Toutefois, à elle seule, elle ne suffit pas, au moins en ce moment, à expliquer tous les détails. Et comme on ne peut pas nier les déformations des trajectoires des électrons dues au champ, qui sont la base de la théorie ordinaire, l'hypothèse de la magnéto-ionisation ne doit pas se substituer, mais s'ajouter à l'explication admise jusqu'ici de l'action du champ sur les décharges. La magnéto-ionisation fait comprendre quand et comment un mouvement d'électrons peut s'établir ; mais il faudra prendre en considération les mouvements que prennent ces électrons sous l'action du champ pour prévoir ce qui arrivera après, et précisément pour savoir si cette mise en mouvement d'électrons est destinée à avorter, ou à s'intensifier jusqu'à produire la décharge permanente.

La question d'une magnéto-ionisation probable, outre l'importance qu'elle a pour l'explication des

[illegible]

[illegible] formées dans les atomes, constituent une confirmation expérimentale remarquable des idées, que les physiciens se sont formées sur les structures des atomes.

[illegible] 1911.

Sur la présence de l'hélium dans les autunites et sur la période de la vie de l'ionium

Par A. PIUTTI

[illegible]

Dans ma note sur « l'hélium dans les minéraux [illegible] j'ai décrit [illegible] ment l'hélium avec l'appareil que j'ai décrit ailleurs[2] dans 5 grammes de carnotite et de torbernite, [illegible] que dans 9 [illegible] quantité d'autunite de Saint-Symphorien (Saône-et-Loire). Les Bitsy et de Sarc [illegible] n'ont pas été possible [illegible] aux recherches de L. P. Adams et de L. Bouvier.

Sur [illegible] négatif sur l'hélium du plomb [illegible] par Marckwald et Kunstmann, Soddy[3] [illegible] que l'autunite est de formation récente, que le radium ne s'est pas encore mis en équilibre, de sorte que si l'on suppose que l'uranium à l'origine n'ait pas contenu des produits de désagrégation et que [illegible] le radium, en déterminant dans la même substance le rapport $\frac{Ra}{U_{238}}$ et les quantités de l'hélium et de plomb on aurait pu établir avec une [illegible] que [illegible] de l'autunite [illegible], ce qui [illegible] la période de 238 uranium de 4 milliards, qui [illegible] de 4 milliards 500 millions d'années.

Ayant [illegible] cette méthode employée pour déceler l'hélium produit par l'uranium et par le thorium [illegible] Dans [illegible] apportant par la lecture de Tarpot, par les [illegible] M. Soddy [illegible] à [illegible] la quantité de [illegible] [illegible] Portugal. Et [illegible] l'expérience de M. Piutti, il dit[1] que dans un de ces échantillons, il trouva une quantité d'hélium qui s'élevait à 5,5 mm³ par gramme, et en conséquence, en appliquant sa méthode, on déduit que l'âge du minéral serait de 77000 ans et la période de la vie moyenne de l'ionium de 152000 ans.

L'échantillon examiné par ce savant, qu'il avait reçu directement des propriétaires de la mine et qui faisait partie d'une masse considérable de minéral, était en poudre et contenait seulement 40 pour 100 d'autunite et le reste était une matière insoluble dans l'acide chlorhydrique.

Dans un autre échantillon qui donnait à l'analyse 16 pour 100 d'une matière insoluble avec un aspect plus vieux et plus verdâtre, il trouva que le rapport au radium était de 34 pour 100 et la quantité d'hélium de 0,055 mm³ par gramme d'uranium, c'est-à-dire une quantité qui pour se former aurait [illegible] seulement 600 à 700 ans.

Enfin il [illegible] pas [illegible] de hélium [illegible] un seul morceau de certain [illegible], pesant 2,5 gr. et d'un aspect si frais et si nouveau qu'il semblait provenir directement de son eau mère dans lequel le rapport au radium était de 70 pour 100.

En présence de ces résultats et convaincu que le résultat négatif que j'avais eu avec les autunites était exact, parce qu'à la suite de ceux obtenus avec la carnotite [illegible] plusieurs fois répété [illegible] dans les échantillons qui [illegible] [illegible] physiciens de l'Université de Glasgow de m'envoyer les mêmes autunites qu'il avait examinées pour m'assurer si la méthode employée pour [illegible] une [illegible] [illegible]

[illegible] pour une grande courtoisie, pour laquelle je le remercie vivement, m'envoya l'échantillon pulvérisé qui contenait 40 pour 100 d'autunite et qu'il avait employé pour déterminer la vie moyenne de

[illegible]

l'ionium et quelques débris cristallins de ce minéral, sous forme de petites lames groupées, recouvrant des fragments de quartz de couleur gris sombre.

L'autunite à 40 pour 100 a l'aspect d'une poudre jaunâtre, composée en grande partie d'autunite pulvérisée et de quartz en poudre mélangé à des silicates d'alumine indéterminables et de petites lames de mica. L'autunite a des dimensions très variables, et les petites lames de ce minéral sont facilement reconnaissables à l'œil nu.

Sur ces deux échantillons, j'ai recherché l'hélium par la méthode et avec l'appareil que j'ai décrits ailleurs (*loc. cit.*); mais, tandis que les gaz extraits par calcination de 5 gr de l'autunite impure donnent un spectre splendide de l'hélium, dans lequel sont visibles les lignes suivantes :

6678.1 *d*	4922.08 *d*
5876.05 !!	4715.28 *dd*
5047.82 *d*	4471.75 *d*
5015.75 !	4457.75 !

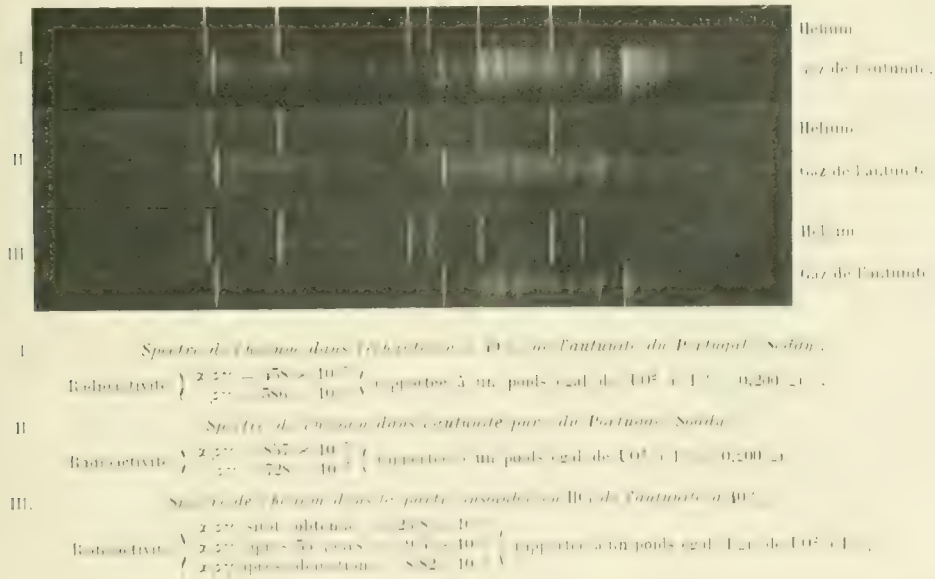
ceux dégagés de l'échantillon plus pur ont donné seulement la raie verte ($\lambda = 5015.75$), nettement de fer et sodium, montrait, sitôt obtenu, une faible radio-activité qui se réduisait encore par calcination.

Les gaz obtenus dans cette opération, après absorption par le charbon refroidi dans l'air liquide, montraient les raies suivantes de l'hélium :

5876.05 !!	4922.08 *d*
5047.82 *d*	4715.28 *d*
5015.75 !!	4471.75 *d*

et dans la photographie de ce spectre, faite dans les mêmes conditions que les autres, la ligne D^3, comme on voit dans la figure (III), est presque autant visible que dans le cas de l'autunite à 40 pour 100 et, en tout cas, elle l'est davantage que celle relative à l'autunite pure :

Il est vrai que l'hélium mesuré par M. Soddy est celui qui, avec l'autunite, se dissout dans l'acide chlorhydrique bouillant; mais on ne peut pas nier que, dans ce traitement, une partie aussi des gaz contenus dans le résidu insoluble ait pu passer dans la solution en augmentant, de la sorte, les quantités d'hélium, qu'on ne peut pas, en conséquence, attribuer entièrement au minéral d'urane. Et si on pense



visible et d'une manière douteuse la raie D^3, comme on peut voir sur les photographies des spectres (fig. (I) et (II) qui ont été faites avec une pose d'une heure :

Comme je ne savais pas si la plus grande quantité de l'hélium retrouvée dans l'autunite impure ne provenait pas, en partie au moins, des minéraux qui accompagnent ce minéral, j'ai soumis 10 gr du même échantillon à 40 pour 100 d'autunite, utilisé par M. Soddy pour déterminer la vie moyenne de l'ionium, à l'action prolongée d'un excès d'acide chlorhydrique concentré et froid, et le résidu insoluble, desséché sur l'acide sulfurique (4.22 gr., constitué d'un silicate d'aluminium et magnésium avec une petite quantité que par la calcination seule on peut dégager à peine la moitié de l'hélium qui se trouve dans le résidu insoluble, on peut croire en toute probabilité que celui-ci est plus riche en hélium que l'autunite et, qu'en tout cas, il résulte, des expériences de M. Soddy et des miennes, que ce minéral contient d'autant moins d'hélium qu'il est plus pur.

D'après ces résultats, je crois justifiée la conclusion que la vie moyenne de l'ionium, calculée d'après l'helium contenu dans l'échantillon examiné par M. Soddy, doit être acceptée avec toute réserve, ce que, du reste, reconnaît aussi l'illustre physicien anglais, dans son intéressante publication.

Les bases cinétiques du principe de Nernst

Par O. SACKUR[1]

[illegible]

[illegible] d'Einstein sur les chaleurs spécifiques[1], ce qui conduit à écrire :

$$\left[\frac{\partial Q}{\partial T}\right]_{T=0} = 0 \qquad (4)$$

en même temps qu'il montrait, au moyen de considérations moléculaires, la très grande probabilité de la relation.

$$\left[\frac{\partial A}{\partial T}\right]_{T=0} = 0 \qquad (5)$$

L'auteur du présent travail s'est proposé de démontrer l'égalité (5), puisque l'égalité (4) peut être considérée comme rigoureusement établie : le théorème de Nernst se présente alors, d'après lui, comme une conséquence *nécessaire* de la théorie d'Einstein et des considérations de Boltzmann sur la relation entre l'entropie S et la probabilité W.

Pour arriver à ce résultat, on peut suivre deux voies différentes, la seconde plus analytique, mais [illegible] et l'autre revenant au même.

On part de la relation bien connue :

$$S = -\frac{\partial A}{\partial T} \qquad (6)$$

et de la formule de Boltzmann

$$S = k \log W \qquad (7)$$

A partir de ces deux dernières égalités, il est très simple de démontrer la formule (5) ce qui d'ailleurs a déjà été indiqué précédemment par Nernst. Mais, ce qui est plus compliqué, c'est de montrer [illegible] lorsque T décroît, S *tend* indéfiniment vers zéro.

[illegible] sur la formule de Planck-Einstein :

$$E = \frac{\nu h}{e^{\frac{\nu h}{RT}} - 1} \qquad (8)$$

où E représente l'énergie cinétique moyenne de chacune des N particules qui constituent un atome-gramme, R [illegible] d'action de Planck.

[illegible] pour rappeler les particules

[illegible]

prennent des quantités d'énergie $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots\ldots, \varepsilon_p$, on peut écrire d'après (8) :

$$\frac{\varepsilon_1}{N} = \frac{\varepsilon_1}{\exp\left(\frac{N\varepsilon_1}{RT_1}\right) - 1} \qquad (9)$$

$$\frac{\varepsilon_2}{N} = \frac{\varepsilon_2}{\exp\left(\frac{N\varepsilon_2}{RT_2}\right) - 1} \qquad (9)$$

Etc. . .

relations qui permettent de montrer que, quand la température tend vers zéro, l'énergie et l'entropie tendent, elles aussi, vers zéro. Nous ne pouvons, pour le détail du raisonnement, que renvoyer au mémoire original.

Toutefois, il est intéressant d'indiquer le principe de la seconde démonstration, la démonstration analytique qu'on peut donner du théorème de Nernst.

La relation (6) peut s'écrire :

$$\frac{dA}{dT} = S = \int_0^T \frac{1}{T}\frac{dQ}{dT}\,dT \qquad (10)$$

car la constante d'intégration est nulle pour toutes les réactions entre corps solides. Mais, d'après Einstein (*loc. cit.*), on a :

$$\frac{dQ}{dT} = \sum 3R\,\frac{\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right)^2 \exp\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right)}{\left[\exp\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right) - 1\right]^2} \qquad (11)$$

où la somme Σ doit être étendue à tous les corps réagissant, pris avec des signes différents suivant qu'ils apparaissent ou qu'ils disparaissent dans la réaction.

L'intégration (10) donne alors d'après (11) :

$$S = 3R\sum\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\,\frac{\exp\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right)}{\exp\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right) - 1} - \operatorname{Log}\left[\exp\left(\frac{N\varepsilon}{RT}\right) - 1\right]\right) \qquad (12)$$

à une constante d'intégration près.

Pour montrer que cette constante d'intégration est nulle, il suffit de comparer cette expression avec la relation que Max Planck[1] obtient, par des considérations de probabilité, pour l'entropie s de chacune des parties d'un système de N résonateurs de même fréquence :

$$s = kN\left[\left(1 + \frac{E}{\varepsilon}\right)\operatorname{Log}\left(1 + \frac{E}{\varepsilon}\right) - \frac{E}{\varepsilon}\operatorname{Log}\frac{E}{\varepsilon}\right] \qquad (15)$$

où $\frac{E}{\varepsilon}$ est donné par la formule (8). Il suffit de remplacer ce rapport par sa valeur et d'appliquer cette relation (15) à chacun des corps réagissant pour obtenir une expression de l'entropie totale S identique à la formule (12), si toutefois l'on pose :

$$k = \frac{R}{N}$$

et l'on voit alors que la constante d'intégration est nulle.

Il se trouve par suite démontré, par cette formule très générale, que l'entropie tend vers zéro, lorsque la température tend vers zéro. (Théorème de Nernst.)

Enfin, comme conséquences de ce travail théorique, on peut indiquer des considérations en partie nouvelles sur la conception du *corps solide idéal*.

Il vient tout d'abord d'après (12) :

$$\frac{\partial S}{\partial v} = 0$$

ce qui montre que l'entropie d'un corps solide idéal est indépendante du volume : par suite, un tel corps ne peut présenter ni solutions solides, ni diffusion.

En outre, d'après la relation générale :

$$\frac{\partial s}{\partial v} = \frac{1}{T}\left(\frac{\partial U}{\partial v} + p\right),$$

il vient :

$$\frac{\partial U}{\partial v} = -p,$$

et comme l'on a :

$$dU = \frac{\partial U}{\partial T}\,dT + \frac{\partial U}{\partial v}\,dv = c_v\,dT - p\,dv,$$

on peut écrire :

$$\frac{\partial c_v}{\partial v} = \frac{\partial p}{\partial T} = 0$$

et aussi :

$$\frac{\partial v}{\partial T} = 0,$$

$$\frac{\partial v}{\partial p} = \text{const.},$$

c'est-à-dire indépendant de la température ; et enfin :

$$c_p = c_v.$$

Le sens de ces égalités est le suivant : le coefficient de dilatation d'un corps solide idéal est nul et son coefficient de compressibilité est indépendant de la température : en comprimant un tel corps solide, la température ne varie pas et le travail cédé ne sert qu'à augmenter l'énergie potentielle des atomes.

Ces résultats ont d'ailleurs été déjà partiellement obtenus par Nernst[1].

Si l'on compare ces propriétés avec celles des corps solides réels, on remarque que ceux-ci possèdent très sensiblement les propriétés idéales indiquées précé-

1. Max Planck. *Wärmestrahlung*, p. 155.

1. W. Nernst, *Journ. de Chim. et Phys.*, 8, 1910, 56.

[illegible]

Le théorème de Nernst se trouve d'ailleurs confirmé [illegible]

Le corps solide idéal se présente donc comme une conception limite, qu'on peut rapprocher de celle de gaz parfait : il serait alors de toute importance et il doit être possible de construire, en s'appuyant sur les idées d'Einstein, une théorie cinétique complète de l'état solide, qui formerait un complément analogue à ce qu'est la théorie de Van der Waals pour les gaz parfaits.

[illegible]

[illegible]

REVUE DES LIVRES

Les principes et méthodes de l'optique géométrique [illegible] des instruments d'optique, par Southall (J. P. C.) [illegible]

[illegible] manuels. Nous avons, en France, l'excellent volume de [illegible] desquels il entre.

[illegible] simple et élémentaire, pour ne rebuter aucun lecteur. »

[illegible] seulement à l'accroissement de l'ouverture mais à l'accroisse- [illegible] par Petzval avec un succès partiel, fut étudié par Seidel, professeur de mathématiques, à Munich, dans une série de mémoires [illegible] en 1856. Sa méthode est une extension de celle de Gauss, consistant à tenir compte, dans les développements en série, des termes du second ordre. Il obtint, d'une façon assez simple, des formules élégantes et entièrement générales, qui permettent de comprendre, presque d'un seul coup d'œil, comment les [illegible] dans le chapitre XII. [illegible]

« Les spectres de prismes et les aberrations chromatiques de systèmes dioptriques forment le sujet du chapitre XIII [illegible] pages.

« Une des parties les plus importantes de l'ouvrage est le chapitre XIV, où le lecteur trouvera un exposé à peu près complet de la théorie d'Abbe sur la limitation des [illegible] capitale pour le rendement efficace d'un instrument d'optique [illegible] »

L'auteur s'est efforcé de rendre son ouvrage commode, pour chercher des références. Aussi, non seulement le choix des notations a-t-il été particulièrement soigné, mais [illegible] permet-il de savoir immédiatement la signification de tel ou tel symbole employé dans tel chapitre de l'ouvrage. On trouve également un index alphabétique. Enfin, chaque figure porte un titre, fréquemment accompagné d'une légende explicative.

On voit donc qu'il s'agit d'un livre extrêmement soigné, qui nous paraît pouvoir rendre d'utiles services.

L. Dunoyer.

Spark Spectra of the metals, par Gissing Ch. E. [illegible]

L'ouvrage s'adresse à ceux qui emploient le spectroscope à prisme dans le but de faire rapidement l'analyse minérale d'une substance donnée et plus spécialement des minéraux. Tous les spectres donnés sont des spectres [illegible] Après une introduction d'une vingtaine de pages contenant quelques données pratiques et des tables de longueurs [illegible] quelques alliages, ces spectres ont 15 cm. de longueur [illegible]

68770 [illegible]

ANALYSES

Radioactivité

La densité du Niton (Émanation du radium) et la théorie de la désintégration. — Gray (R. W.) et Ramsay (W.) *Proc. Roy. Soc.*, 84 (1911) 536-550. — Les nombres obtenus jusqu'à présent pour les poids atomiques de l'émanation sont les suivants :

Pierre Curie et Danne (1905)	176
Ramsay et Wheeler (1904)	180
Rutherford et Miss Brooks (1901)	176
Makower (1905)	100
Chaumont (1909)	70-100
Perkins (1908)	255
Debierne (1910)	220

Toutes ces déterminations résultent de méthodes indirectes reposant sur la vitesse de diffusion de l'émanation; on n'avait pu encore essayer de déterminer directement le poids d'un volume donné d'émanation, autrement dit déterminer sa densité. C'est une détermination de cette nature que MM. Gray et Ramsay ont réussi à effectuer.

La chose n'a été possible que grâce aux admirables petites balances en tige de quartz que Steele et Grant ont construites et décrites[1]. Ils avaient déjà indiqué la possibilité de leur emploi pour l'étude des changements de poids des substances radioactives. MM. Gray et Ramsay ont construit une balance semblable, en perfectionnant même quelques détails de construction. La méthode de pesée est la même ; elle consiste à faire varier le poids apparent d'une petite ampoule de quartz attachée au fléau et contenant un poids connu d'air (0,027 mmgr.), en changeant la pression de l'air dans la cage de la balance. Avec les dispositions adoptées, leur balance s'est trouvée sensible à 2.10^{-7} gramme. Le zéro était parfaitement fixe d'un jour à l'autre.

L'émanation était extraite d'ampoules contenant une solution de bromure de radium après des durées d'accumulation de 8 ou 9 jours. Notons à ce propos que la mesure complète de la densité d'un gaz, qui comprend en général quatre déterminations indépendantes — volume, température, pression et masse, — se trouve ici simplifiée en un certain sens, car on connaît bien maintenant le volume d'émanation, à 0° et 760 mm de mercure, accumulé pendant un temps donné à partir d'un poids connu de radium. Mais au lieu de tenir compte de cette donnée, on a pris pour base des mesures faites antérieurement d'après lesquelles le volume maximum d'émanation pouvant être accumulé par le radium dont on disposait était 0,127 mm³. Après explosion du mélange d'oxygène et d'hydrogène, on laissait pendant plusieurs heures s'accumuler les produits à variation rapide et on mesurait l'activité au moyen d'un électroscope à rayons γ. Le gaz, sous un volume d'environ 0,1 mm³, était rassemblé, par déplacement de mercure, dans un tube capillaire fin et vertical scellé par le haut. On plongeait la pointe dans l'air liquide pendant quelques minutes pour condenser l'émanation, puis on diminuait beaucoup la pression, ce qui permettait de séparer de l'émanation restée liquide tout ce qu'il pouvait rester d'hydrogène mélangé.

Le tube capillaire était alors scellé au chalumeau, nettoyé et séché. On le saisissait avec des pinces en platine pour le mettre dans un petit tube en quartz ouvert par le haut et recourbé par le bas, suspendu à la balance par une fibre de quartz. Un contre-poids en quartz était scellé et réglé par volatilisation au chalumeau, de manière que l'équilibre fût atteint pour une pression d'environ 50 mm de mercure. Après une heure d'attente on lisait exactement la position d'équilibre puis on brisait le tube d'émanation à l'intérieur du petit tube en quartz, simplement en le forçant dans la courbure au moyen d'une baguette de verre; de cette façon aucune parcelle de verre ne peut être perdue. L'ensemble est accroché de nouveau sous la balance et la cage vidée un certain nombre de fois avec rentrées d'air successives; l'émanation était complètement enlevée et remplacée par de l'air. La pression était finalement réglée pour rétablir l'équilibre. De la différence des pressions d'équilibre dans le premier et dans le second cas on déduit le poids de l'émanation; mais il faut faire une correction provenant de ce que la poussée n'est plus la même, quand le tube d'émanation est brisé, que quand il est fermé.

Il y a quelques causes d'erreur; en premier lieu l'électrisation intense des parois du tube d'émanation; cette électrisation peut accumuler les poussières sur le tube. On diminuait beaucoup l'importance de cette cause d'erreur en ne laissant entrer dans la cage de la balance que de l'air filtré sur un long tampon de coton et en passant rapidement le petit tube, avant de le peser, devant la pointe d'une petite flamme de gaz. D'autre part on peut craindre que le dégagement de chaleur produit par l'émanation ne produise des courants de convection qui troublent l'équilibre de la balance. Mais aux pressions où l'on opérait, généralement comprises entre 15 et 87 mm, ces courants n'avaient pas d'action sensible. De plus il faut remarquer que, dans la seconde pesée, les débris du tube contiennent approximativement les quantités de radium A, B, C qui correspondent à l'équilibre radioactif et que ces produits interviennent pour une large part dans le dégagement calorifique, de sorte que les deux erreurs doivent se détruire à peu près complètement dans la différence des pesées.

Enfin on a reconnu qu'un quart environ de l'hélium produit par l'émanation pendant son séjour dans le tube reste occlus dans le verre; on en tient compte pour calculer le poids exact de l'émanation. Un exemple, cité textuellement, précisera ces remarques :

Volume d'émanation accumulé en huit jours : quantité d'équilibre multipliée par la fraction de survivance. . . . . 0,127 × 0,765	0,0969	mm³.
Activité en rayons γ de cet échantillon; nombre de divisions par heure.	5996	divis.
Activité en rayons γ de la fraction enlevée par la pompe, l'émanation étant condensée dans l'air liquide. .	355	divis.
Par conséquent la quantité enlevée par la pompe a été	0,0082	mm³.

[1] *Proc. Roy. Soc.*, 82 (1910) 580. — *Le Radium* 7 (1910) 545.

[illegible] 0,0887 mm³.

[illegible] pesée à la balance.

[illegible] mm.

[illegible] 155 mm.

[illegible] est basé.

[illegible] 0,0887 [illegible] 0,8528 soit [illegible] 0,07547 mm³.

[illegible] 54,7 mm.

[illegible] 54,7 19,7 mm.

[illegible] 154 mm.

[illegible] 0,15 mm.

[illegible] 19,85 mm.

[illegible] contenait 0,027 mmg. d'air. La pous-[illegible] 105,8.10⁻⁷ mmg.

[illegible] 54,7 [illegible] 29,2.10⁻⁷ mmg.

[illegible] 755.10⁻⁷ mmg.

[illegible] 710.10⁻⁷ mmgr. pour le poids de l'émanation, au moment où on l'a enlevée du tube à densité en pompant.

D'autre part le volume calculé de l'émanation au moment du pompage étant 0,07547 mm³. Mais un peu d'émanation a pénétré dans les parois et n'a pas été extraite par la pompe. En examinant l'activité en rayons β des parois une fois le tube vide, on peut évaluer cette quantité à 0,0005 mm³. Le volume d'émanation réellement pesé est donc 0,07547 mm³ — 0,0005 mm³ soit 0,0750 mm³.

Tous les éléments du calcul sont maintenant rassemblés. Le poids de 0,0750 mm³ d'émanation est à 0° et sous 760 mm 710.10⁻⁷ mmgr. Un litre pèse 9,727 gr; un litre d'oxygène pèse 1,429 gr; donc le poids moléculaire de l'émanation serait, d'après cette expérience, 218.

Dans cinq expériences on a obtenu 227, 226, 225, 220, 218 pour le poids atomique de l'émanation. La moyenne est 223, nombre qui s'écarte très peu de celui qui a été obtenu par Mme Curie et par Thorpe, soit 222,4. Cela confirme encore la théorie de la désintégration, d'après laquelle un atome de radium perd un atome d'hélium pour donner un atome d'émanation qui, lui-même, perd encore trois atomes d'hélium dans la série de ses transformations.

L. Dessoye.

Sur les rayons β de l'activité induite du thorium. — Baeyer O. v., Hahn O. et Meitner L. (*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 271-273). — Les auteurs ont commencé par déterminer à nouveau, avec autant d'exactitude que possible, les vitesses caractéristiques des différents faisceaux de rayons β émis par l'activité induite du thorium. Les mesures ont été faites, comme d'ordinaire, par la méthode de déviation magnétique. Elles ont confirmé ce qu'on savait déjà sur le rayonnement β de l'activité induite du thorium. Ce rayonnement comprend, outre deux groupes de rayons β très mous pour lesquels le rapport $\frac{e}{v}$ est égal à 0,28 et 0,54, deux autres groupes de rayons rapides (0,65 et 0,72) et enfin un faisceau de rayons très rapides dont la vitesse exacte est difficile à déterminer, mais est comprise entre 0,95 et 0,95 de celle de la lumière.

Afin de décider si ces différents faisceaux sont rigoureusement homogènes, on a procédé à de nouvelles mesures photographiques avec une fente très fine et une plaque photographique extrêmement inclinée sur le trajet des rayons. Le résultat a été le suivant : les rayons β fortement déviés (thorium A) donnent des bandes nettes dont l'épaisseur est partout la même ; au contraire, le faisceau peu dévié, dû au thorium D, est de largeur variable et mal délimitée. Toutefois ce faisceau a un bord bien tranché du côté de l'image centrale due aux rayons α, ce qui exclut toute intervention des rayons diffusés ou secondaires. De plus, la partie la plus intense est située, à peu près comme l'image due aux rayons α, c'est seulement du côté des faibles vitesses qu'il y a une image vague et dégradée, indiquant l'existence d'un spectre continu faible superposé au faisceau principal. Il suit de là que, même lorsqu'on emploie une source active infiniment mince, le faisceau de rayons β émis par le thorium D n'est pas aussi rigoureusement homogène que celui du thorium A.

Si l'on rapproche ce résultat de celui qui a déjà été obtenu par les auteurs sur le RaE et sur le mésothorium, on peut [illegible] jusqu'à une vitesse [illegible] 80 pour 100 de celle de la lumière, les rayons β émis par chaque corps radioactif sont rigoureusement homogènes, en [illegible] le premier et le troisième sont hétérogènes, [illegible] en général.

Pour expliquer cette hétérogénéité, on peut faire appel

soit à des changements de vitesse et de directions des rayons β quand ils traversent la matière, soit à un rayonnement secondaire diffus.

Pour élucider cette question, on a fait des photographies comparatives de déviation magnétique avec la source recouverte ou non recouverte de 0,045 mm d'aluminium. Les rayons β de vitesse modérée ont subi un déplacement très net sur le cliché : à la traversée de l'aluminium la vitesse est tombée de 0,65 à 0,57 et de 0,72 à 0,68. Leur homogénéité est restée sensiblement la même, et des résultats du même genre ont été obtenus avec une préparation de radiothorium sous 0,7 mm de verre. Quant aux rayons β très rapides, ils subissent à la traversée d'une lame mince de cuivre ou d'aluminium, d'une part une légère diminution de vitesse ne paraissant pas dépasser 1 pour 100, d'autre part, une diminution d'homogénéité résultant d'un rayonnement secondaire. Il a été possible de séparer approximativement les deux effets en plaçant la lame absorbante soit contre la source, soit contre la plaque photographique. La légère hétérogénéité des rayons β très rapides peut très bien provenir de ce que, même avec une couche active très mince, ils subissent une légère diffusion par suite du rayonnement secondaire.

Voici, d'après les auteurs, un tableau schématique des résultats :

Rayons β très rapides (substance active mince)	$\frac{v}{V} = 0,80$ (homogènes)	Traversent la matière. Rayons secondaires avec changements de vitesses et diffusement de vitesses intenses et très faibles pour les très rapides. Développent de la lumière secondaire.
	$\frac{v}{V} = 0,80$ (hétérogènes)	Grands changements de vitesse. Rayons secondaires pour les vitesses faibles et homogènes. Rayons hétérogènes.
Rayons cathodiques.	$\frac{v}{V} = 0,20$ (ppe)	Grands changements de vitesse. Rayons secondaires de faibles vitesses. Développent de la lumière secondaire. Hétérogènes.

Les auteurs indiquent les réserves qui s'imposent, d'après ce qui précède, dans l'emploi de l'électroscope pour déterminer les courbes d'absorption des substances radioactives.

Léon Bloch.

Rayons secondaires produits par les rayons β.

Gray J. A. *Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911) 151-159.

L'analogie admise entre les rayons X et les rayons γ indique que l'arrivée de rayons β sur une plaque métallique doit produire des rayons γ secondaires comme l'arrivée des rayons cathodiques sur une anticathode produit des rayons X. H. Starke [1], cependant, a obtenu un résultat négatif; Davisson avait mis en évidence l'existence de ce rayonnement secondaire et l'augmentation de son intensité en même temps que celle du poids atomique de l'écran ; mais, dans ses expériences, le rayonnement secondaire restait très faible. M. Gray a pu obtenir des résultats beaucoup plus nets en utilisant une source de rayons β émettant peu de rayons γ, comme l'uranium X ou le radium E. On sait, d'après les travaux de Soddy et Russell, que pour deux échantillons d'uranium X et de radium C donnant la même intensité de rayonnement γ, le rayonnement β de l'uranium X n'est que 2 pour 100 de celui du radium C. Le radium E est encore plus avantageux pour ce genre de recherches, car son rayonnement γ n'est que 0,02 pour 100 environ du rayonnement total β et γ. C'est de cette substance que s'est servi M. Gray ou plutôt du radium D en présence de ses produits de décomposition E et F; la substance active était mélangée de 90 pour 100 de sulfate de plomb pur. Elle était placée dans un petit sillon de 0,4 mm. de large et de 1,2 cm de long, pratiqué dans une plaque d'aluminium de 1,25 mm. d'épaisseur, 5 cm de long et 1 cm de large, et recouverte d'une feuille de mica mastiquée.

L'existence du rayonnement γ secondaire a été mise en évidence au moyen de deux dispositifs différents. Dans l'un (fig. 1) la plaque d'aluminium est mise sous l'électroscope, la face contenant la matière active étant tournée vers le bas; entre la lame d'aluminium et l'électroscope on met une ou plusieurs feuilles de fer EF de 0,6 mm d'épaisseur pour arrêter les rayons β et sous la matière active une lame de plomb destinée à produire les rayons γ. Voici les résultats obtenus avec un radiateur de 0,155 mm. d'épaisseur :

Écran absorbant	Courant sans radiateur	Courant avec radiateur	Rayonnement secondaire.
Une feuille de fer	4,40	5,65	1,25
Deux feuilles de fer	5,20	6,10	0,90
Trois feuilles de fer.	2,61	3,32	0,71

Cette table montre que les rayons γ produits ont un pouvoir pénétrant du même ordre de grandeur que ceux qui proviennent de la matière active.

Si l'on intercale des feuilles de papier entre la matière active et la feuille de plomb, le rayonnement γ mesuré à l'électroscope suit sensiblement la même décroissance que le rayonnement β qui traverse le papier.

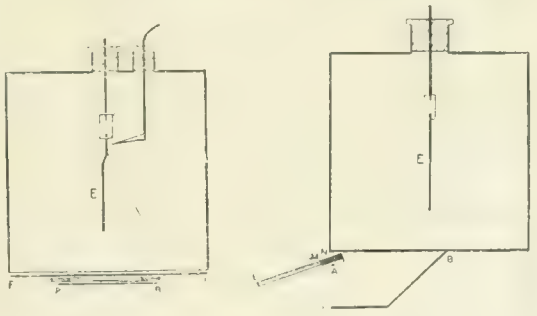


Fig. 1. Fig. 2

Différents radiateurs ont donné les valeurs suivantes du rayonnement secondaire.

Graphite . . .	0,20	Argent	0,55
Aluminium .	0,26	Or .	1,19
Fer .	0,71	Plomb	1,25

Dans le deuxième dispositif employé (fig. 2) les rayons β, émis par la matière active, sont dirigés sur le radiateur au moyen d'un champ magnétique perpendiculaire au plan de la figure. Une feuille de plomb N arrête le rayonnement γ (faible) émis par la matière active et une feuille de carton

1 *Le Radium*, 5 (1908) 55.

2 *Phys. Rev.*, 28 (1909) 569; *Le Radium*, 6 (1909) 260.

[illegible] on [illegible] frappe, les parois de l'électroscope [illegible] le fond de l'électroscope [illegible] assez vite pour arrêter les particules α. Les parois latérales de l'électroscope étant [illegible] on a obtenu les résultats que voici, le champ étant de 1 900 gauss.

[illegible]	0,76
[illegible] plomb	1,12
[illegible]	0,77
[illegible]	0,98
[illegible]	0,76
[illegible]	0,76

Enfin l'auteur a reconnu aussi l'émission d'un rayonnement secondaire par la face postérieure d'une plaque

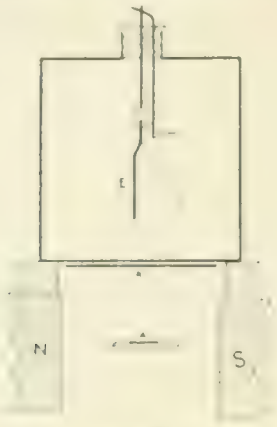


Fig. [illegible]

[illegible] reproduit la disposition de l'expérience; la matière active était à 6 centimètres au-[illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	1,17	[illegible]	[illegible]
[illegible]	5,80	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

Sur l'absorption des rayons γ du radium par les solides — Allen S. J. *Phys. Rev.*, 32 (1911) 222-224. — En vue de contribuer à résoudre la question de l'homogénéité des rayons γ du radium, l'auteur a cherché pour un grand nombre de solides et de liquides à vérifier expérimentalement si le coefficient λ de la loi d'absorption était ou non constant et indépendant de l'épaisseur de la substance absorbante.

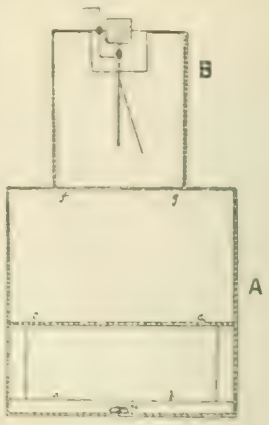


Fig. 1.

Le dispositif expérimental employé pour λ lui permettait d'opérer dans des conditions variables.

La boîte de laiton A ouverte à la partie supérieure porte un électroscope dont les lectures se font au microscope.

Le radium placé à la partie inférieure de A était recouvert d'une feuille de plomb de 7 mm., et au-dessus en *cd* se trouvait, à une hauteur variable, une plaque mince d'aluminium : les mesures ont été faites dans 3 conditions expérimentales différentes.

1° En plaçant l'échantillon de substance absorbante en *ab* immédiatement au-dessus du radium. On faisait varier son épaisseur et calculait λ pour chaque échantillon.

2° En opérant de même, la substance étudiée étant placée en *cd* à 5 cm. environ au-dessus de *ab*.

3° Les deux expériences furent répétées en plaçant sur l'ouverture *fg* de l'électroscope une feuille de plomb de 7 mm.

Les résultats obtenus pour les solides sont renfermés dans le tableau suivant de la page 215 :

De ces résultats il ressort que :

1° Dans les conditions (1) les valeurs $\frac{\lambda}{\text{densité}}$ sont loin d'être constantes; λ n'est même pas constant pour une substance donnée. Pour les substances de faible poids atomique, λ croît avec l'épaisseur et décroît au contraire pour les substances de poids atomiques élevés.

Quand le Ra est recouvert d'une grande épaisseur de plomb les rayons émergents sont durcis (λ est plus faible), une forte épaisseur de fer les rend au contraire plus doux (λ est augmenté).

2° Dans les conditions (2) les valeurs de $\frac{\lambda}{\text{densité}}$ sont [illegible] plus régulières et pour les substances de poids atomique ne dépassant pas environ 100 le rapport est presque constant.

λ diminue encore avec l'épaisseur pour les substances de poids atomique élevé, mais moins rapidement que dans les conditions (1), et pour les substances de faible poids atomique, c'est presque une constante.

3° Dans les conditions (3) les valeurs de $\frac{\lambda}{D}$ sont encore meilleures.

4° Les [illegible] valeurs expérimentales.

5° [illegible] de ces éléments de poids atomique [illegible] la valeur moyenne de $\frac{\lambda}{D}$ [illegible] (1 [illegible] 0,[illegible]) [illegible] [illegible]

Ra recouvert de 7 mm. de plomb

Substance	Épaisseur cm.	λ	100 λ / Densité
Platine	0 — 1,0	1,075	4,85
Mercure	0 — 4	0,669	4,92
Mercure	16 — 20	0,466	5,45
Palladium	0 — 1	0,471	4,09
Bismuth	0 — 5,25	0,545	5,25
Plomb	0 — 7	0,621	5,44
Plomb	18 — 21	0,501	4,39
Argent	0 — 5,2	0,544	5,27
Cuivre	0 — 6	0,242	2,72
Cuivre	15 — 18	0,502	5,39
Fer	0 — 5	0,206	2,64
Fer	15 — 18	0,291	3,75
Nickel	0 — 4	0,252	2,95
Soufre	0 — 6,9	0,0774	3,85
Aluminium	0 — 8,7	0,0756	2,00

Ra recouvert de 24,5 mm. Pb

Bismuth	0 — 5,25	0,464	4,73
Argent	0 — 5,2	0,544	5,27
Cuivre	0 — 2,15	0,525	3,65
Fer	0 — 6,1	0,245	3,14
Fer	18 — 24	0,249	3,19
Plomb	0 — 5,56	0,494	4,55

Ra recouvert de 7 mm. Pb + 18 mm. Fe

Substance	Épaisseur	λ	100 λ / Densité
Plomb	0 — 5,56	0,769	6,75
Argent	0 — 5,2	0,508	4,84
Cuivre	0 — 2,15	0,548	5,05

Ra recouvert de 7 mm. Pb et écran de 5 mm.

Mercure	0 — 4,08	0,660	4,89
Bismuth	0 — 5,25	0,607	6,19
Plomb	0 — 5,56	0,664	5,82
Argent	0 — 5,2	0,442	4,21
Cuivre	0 — 5,55	0,551	5,72
Cuivre	10 — 15,4	0,515	5,52
Fer	0 — 6,1	0,296	3,79
Fonte	0 — 10,6	0,259	3,67
Soufre	0 — 6,9	0,0897	4,46
Nickel	0 — 4	0,557	4,49
Aluminium	0 — 6,85	0,110	3,88

L'électroscope recouvert de 6 mm. Pb

Plomb	0 — 5,56	0,554	4,86
Mercure	0 — 2,04	0,621	4,58
Mercure	6,12 — 12,24	0,554	4,07
Bismuth	0 — 5,25	0,496	5,06
Argent	0 — 5,2	0,421	4,00
Fer	0 — 6,1	0,278	3,58
Fonte	0 — 10,1	0,262	3,72
Cuivre	0 — 5,55	0,555	5,74
Cuivre	10,1 — 15,4	0,551	3,72
Soufre	0 — 6,9	0,079	3,95

Il est difficile de savoir dans tout ceci le rôle exact joué par les rayons secondaires, mais il est certainement considérable.

J. Sapiohes.

Sur l'absorption des rayons γ du radium par les liquides. — **Allen S. J.** [*Phys. Rev.*, 32 (1911) 225-221]. — Description d'expériences faites dans les mêmes conditions que pour les corps solides.

Le liquide était placé dans un vase cylindrique de verre à 5 cm. environ du Ra. Celui-ci était recouvert de 7 mm. de plomb.

Deux séries d'expériences ont été faites : 1° en fermant l'électroscope par une feuille mince de papier; 2° en le fermant avec 7 mm. de plomb; les résultats sont les suivants (V. tableau ci-dessous) :

Les résultats sont sensiblement les mêmes que pour les

Récipient à 5 cm. du Ra

Substance	Épaisseur mm.	λ 10⁴	λ 100 / Densité
Eau	0 — 20,4	462	4,62
Alcool éthylique	0 — 20	552	4,40
Bromure d'amyle	0 — 20	544	4,50
Tétrabromure de carbone	0 — 14,8	1144	3,73
Benzine iodée	0 — 20	785	4,28
Éther	0 — 20	526	4,46
Iodure d'éthyle	0 — 12	860	4,52
Iodure de méthyle	0 — 8	907	4,12
Benzine bromée	0 — 20	607	4,04
Bromure d'éthylène	0 — 18	870	3,95
Aniline méthylée	0 — 20	751	4,56
Bromure de propyle	0 — 9	617	4,54
Bromure d'isoamyle	0 — 19	685	4,10
Solutions aqueuses			
Nitrate de plomb	0 — 20	754	5,57
Iodure de potassium	0 — 20	760	4,81
Chlorure de cuivre	0 — 20	5964	4,12

Électroscope fermé par 7 mm. de plomb

Substance	Épaisseur mm.	λ 10⁴	100 λ / D
Eau	0 — 18,4	465	4,65
Alc. amylique	0 — 18,5	555	4,37
Bromure d'amyle	0 — 18,5	497	4,11
Benzine iodée	0 — 6,5	740	4,05
Chloroforme	0 — 18,4	605	4,06
Ac. sulfurique	0 — 18,4	757	4,11
Solutions salines			
Nitrate de plomb	0 — 18,4	652	4,82
Iodure de potassium	0 — 18,4	658	4,17
Iodure de potassium	0 — 26,5	655	4,21
Chlorure de cuivre	0 — 18,4	609	4,22
Chlorure de cuivre	0 — 52,7	612	4,25
Trichlorure de bismuth	0 — 18,4	565	4,35
Iodure de cadmium	0 — 18,4	549	4,28
Nitrate de plomb	0 — 52,7	656	4,68

[illegible]

L'effet de la température sur le coefficient d'absorption des rayons γ par le fer. — **Wilson** (W.) [illegible] (*Proc. Roy.*, 21 [illegible]). — Les rayons γ du tube contenant 50 mg. de bromure de radium de 7 cm. [illegible] sur un électroscope. Le tube [illegible] dans un bain d'eau. La distance entre le four et l'électroscope est de 150 cm., et une feuille d'amiante protège l'électroscope. Le tube à radium est aussi protégé par de l'amiante et, de plus, plongé dans un bain d'eau, pour éviter que la chaleur ne produise une redistribution d'émanation à l'intérieur. On [illegible] 700° [illegible] on observe [illegible] température [illegible]. On [illegible] que l'absorption qui est en moyenne de 0,0020 pour cent par degré centigrade, vient en totalité de la variation de la densité du fer. En effet, [illegible]

[illegible]

étant proportionnel à la densité, on a :

[illegible]

cient de dilatation linéaire. De même

[illegible]

[illegible]

[illegible]

ture n'influe donc sur l'absorption qu'en tant qu'elle [illegible]

Action directe du radium sur l'ammoniaque Perman (E. P.) [illegible] (1911) [illegible] [illegible] O. Frass.

[illegible]

Radiations

Théorie de l'opalescence des fluides homogènes et des mélanges fluides au voisinage du point critique. — Einstein (A). (*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 1275). — Lorsqu'on se rapproche du point critique d'un fluide homogène ou d'un mélange de deux fluides, on observe une opalescence bleue (phénomène de Tyndall). Smoluchowski a montré en 1908 que l'on peut expliquer ce phénomène par la théorie cinétique : un fluide en équilibre apparent n'est qu'en équilibre statistique ; par suite des mouvements irréguliers des molécules le nombre des molécules [illegible] dans un cube dont le côté est égal à une longueur d'onde lumineuse varie d'un point à l'autre et d'un instant à l'autre. Ces variations de densité amènent des variations d'indice et par suite une diffraction-diffusion de la lumière. Cet effet est d'autant plus grand que le fluide est plus compressible. C'est pourquoi il est particulièrement net au point critique. Pour les mélanges de liquides, la théorie est presque la même, mais au lieu de la compressibilité, c'est le travail de séparation des constituants du mélange qui intervient.

M. Einstein développe les idées de Smoluchowski. Il calcule rigoureusement la quantité de lumière diffusée dans les différentes directions et aboutit à des formules où toutes les quantités sont accessibles à l'expérience. On [illegible] une nouvelle méthode pour déterminer expérimentalement la constante d'Avogadro N.

Les deux points de départ de la théorie sont : 1° l'équation de Boltzmann qui relie l'entropie S d'un état à sa probabilité W :

[illegible]

Cette équation permet de calculer la probabilité d'une distribution donnée des densités à l'intérieur d'un fluide et les écarts moyens à partir de la distribution uniforme des densités, correspondant à l'équilibre statistique.

2° Les équations de l'électrodynamique qui donnent la quantité de lumière diffusée dans un milieu où la densité (c. à. d. l'indice) varie d'un point à l'autre.

[illegible] M. Einstein [illegible]

[illegible]

I_0 intensité de la lumière incidente.

[illegible]

φ angle que fait le vecteur électrique de la lumière [illegible]

[illegible]

[illegible] de [illegible] le travail qu'il faut accomplir pour faire varier [illegible] le volume spécifique de dv,

Φ le volume total du fluide dont la forme n'importe pas.

D la distance de l'observateur au fluide,

[illegible] d'où [illegible] la [illegible] du ciel.

[illegible] Ch. Lavin.

Sels phosphorescents de cadmium et de sodium. — **Waggoner (C. W.)** [*Phys. Rev.*, **31** (1910) 558-566].

L'auteur montre d'abord le rôle considérable joué par l'eau dans les phénomènes de phosphorescence : un sulfate double de cadmium et de manganèse perd, quand on l'abandonne à l'humidité, la propriété d'être phosphorescent sous l'action de l'étincelle. Il le redevient lorsqu'on le chauffe pour chasser l'eau.

La présence, en petite quantité, de corps étrangers modifie aussi beaucoup les phénomènes observés. Le sulfate de cadmium pur soumis à l'action des rayons cathodiques ne présente ni fluorescence, ni phosphorescence. Une trace d'un sel de zinc ou surtout de sodium le rend phosphorescent. L'intensité des phénomènes observés dans ce dernier cas a permis à l'auteur d'étudier les spectres de phosphorescence obtenus et la loi de disparition de la phosphorescence en fonction du temps.

Lorsqu'on ajoute au sel de cadmium un sel de sodium, le maximum d'énergie dans le spectre correspond à des longueurs d'ondes variables avec le sel ajouté.

Si on ajoute au lieu de sel sodium un sel de manganèse, quel que soit ce sel le spectre obtenu présente un maximum d'intensité pour une même longueur d'onde (environ 0μ,565).

L'auteur donne enfin une courbe de variation de l'intensité en fonction du temps, montrant comment disparaît la phosphorescence.

JEAN SARRAZIN.

Étude de la phosphorescence de courte durée de certains composés. — **Zeller (C. A.)** [*Phys. Rev.*, **31** (1910) 567-575]. — L'auteur étudie dans ce travail la disparition de la phosphorescence pour quatre groupes de composés : des couleurs d'aniline sous forme solide, des composés du manganèse de concentrations connues, des composés du cadmium et enfin quelques sulfures.

1° *Couleurs d'aniline.* — Un très grand nombre de ces substances, qui à l'état de dissolution ne sont que fluorescentes, présentent à l'état solide la propriété d'être phosphorescentes.

2° *Composés du manganèse.* — Si I est l'intensité, la courbe de $\frac{1}{\sqrt{I}}$ en fonction du temps, quelle que soit la concentration, est constituée par deux droites non parallèles raccordées par une courbe au voisinage de leur point d'intersection.

La courbe de variation de I en fonction de la concentration présente un maximum très accusé.

3° *Composés du cadmium.* — Les courbes $\frac{1}{\sqrt{I}}$ en fonction du temps présentent la même allure générale que pour les composés précédents.

4° *Sulfures.* — Ces corps ont permis de suivre la loi de disparition de la phosphorescence pour les tout premiers instants et les résultats obtenus montrent que l'intensité I ne décroît pas en fonction du temps, suivant une exponentielle, comme on l'avait supposé quelquefois. La courbe de $\frac{1}{\sqrt{I}}$ en fonction du temps est ici encore une droite.

JEAN SARRAZIN.

Études sur la luminescence. — **Nichols (E. L.)** et **Merritt (E.)** [*Phys. Rev.*, **31** (1910) 500-512]. — Dans leurs travaux antérieurs sur le même sujet Nichols et Merritt avaient trouvé que le pouvoir absorbant d'une solution pour une radiation qui la rend fluorescente est plus grand lorsque la fluorescence est excitée. Burke et miss Wich avaient trouvé le même résultat ; Cunnichel, Wood, Hounstoun un résultat négatif.

Nichols et Merritt ont repris leurs expériences et sont arrivés cette fois au même résultat négatif, en utilisant un grand nombre de dispositifs, en particulier celui que Wood a suggéré. L'erreur systématique qui a faussé leurs résultats semble provenir surtout de ce que, avec le spectrophotomètre Lummer et Brodhun qu'ils emploient, la quantité de lumière reçue dans l'appareil n'est pas proportionnelle à la largeur de la fente pour les très petites largeurs inférieures à 0,02 mm.

L. DUNOYER.

Recherches sur la luminescence. — **Nichols (E. L.)** et **Merritt (E.)** [*Phys. Rev.*, **32** (1911) 58-55]. — *Influence de la température sur la phosphorescence.* — Une couche de la matière phosphorescente est répandue sur un petit disque métallique qui est lui-même fixé à la partie supérieure d'un tube de cuivre qui plonge par son autre extrémité dans un ballon de Dewar rempli d'air liquide. De cette manière l'écran phosphorescent peut être porté à une température très basse que l'on détermine en mesurant la variation de résistance électrique d'une bobine de fil de cuivre enroulée autour du tube de cuivre à la hauteur de l'écran. L'écran phosphorescent est soumis pendant un temps déterminé à l'action de la lumière d'un arc

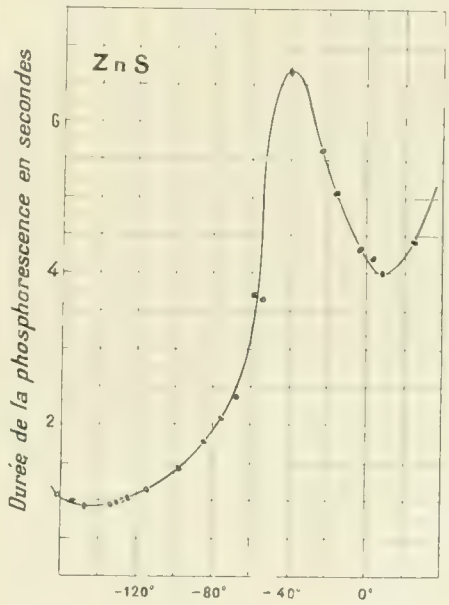


Fig. 1.

flambant, riche en rayons ultra-violets, au moyen d'un volet dont l'ouverture et la fermeture sont commandées par un chronographe.

Un dispositif photométrique facile à se représenter permet d'évaluer l'intensité de la lumière émise par l'écran phosphorescent à des intervalles de temps bien déterminés et connus après l'excitation. Les auteurs ont alors construit des courbes représentant :

1° La disparition de la phosphorescence avec le temps, pour des températures constantes.

2° Le temps nécessaire pour que la phosphorescence soit réduite à une fraction donnée de sa valeur initiale, en fonction de la température.

Leurs expériences ont porté sur les sulfures de zinc, baryum, bismuth, lithium et sur des températures de + 20

[illegible]

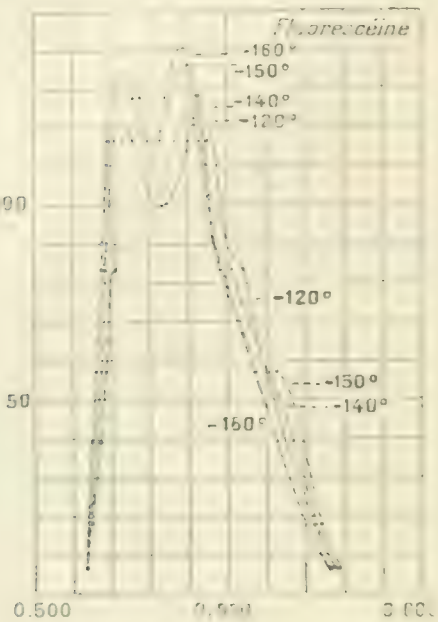


Fig. 2.

[illegible]

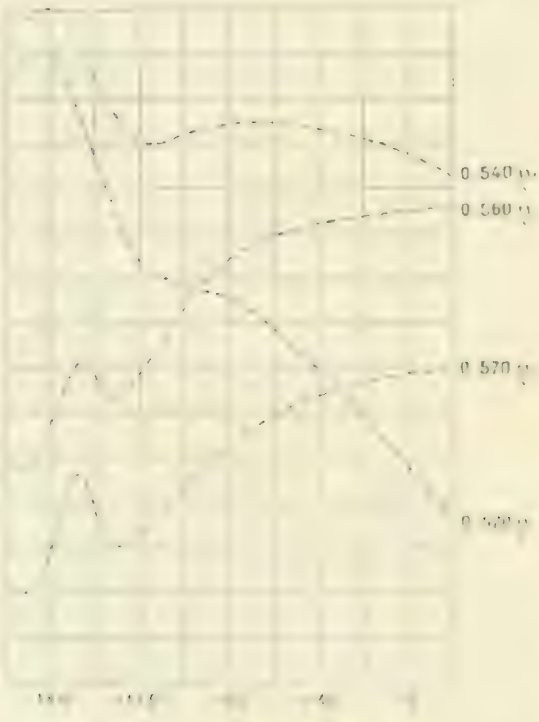


Fig. 3.

[illegible]

de certains phosphorescents, mais son spectre. Pour opérer sur des intensités plus grandes, ils ont employé le phénomène de fluorescence : ils excitaient celle-ci par des rayons ultra-violets issus d'un arc à mercure, et ils la comparaient à une flamme d'acétylène au moyen d'un spectrophotomètre Lummer-Brodhun. — Les résultats qu'ils ont obtenus avec la fluorescéine sont représentés sur les figures 2 et 3 : sur la figure 2 nous voyons comment, à diverses températures (— 120°, — 140°, — 150°, — 160°), l'énergie est répartie entre les diverses radiations qui constituent la bande de fluorescence ; la figure 3 nous montre de quelle manière l'intensité de radiations déterminées (0.520 μ, 0.570 μ ; 0.540 μ ; 0.560 μ) varie en fonction de la température. Toutes ces courbes rendent compte des phénomènes observés sur la phosphorescence. Les auteurs ont encore étudié : le sulfure de zinc, la villémite, la résorubine et ont obtenu des résultats analogues.

J. Danysz.

Mesures de la vitesse de décroissance de la phosphorescence des gaz. — Trowbridge C. C. (*Phys. Rev.*, 32 (1911) 129-151). — L'auteur étudie la disparition de la luminosité produite par le passage de la décharge dans un tube sans électrodes et ses expériences montrent qu'il s'agit d'une phosphorescence véritable semblable à celle des corps solides.

On observe cette phosphorescence pour des pressions comprises entre 0,02 mm. et 2,4 mm. ; elle est particulièrement brillante et durable entre 0,08 et 0,04, et dans l'air et dans l'azote la coloration obtenue est jaune verdâtre.

Un dispositif photométrique permettait de mesurer l'intensité de la phosphorescence à des intervalles de temps très courts, après sa formation par comparaison directe avec un écran éclairé à l'aide d'une lampe d'intensité connue.

Les résultats observés sont les suivants :

1. *Loi de décroissance.* — L'intensité lumineuse à un instant t est

$$I = \frac{1}{(a + bt)^2}$$

b. Les courbes obtenues en portant $I^{-\frac{1}{2}}$ en ordonnées et les valeurs du temps t en abscisses sont sensiblement des droites pour de grands intervalles de temps. Une petite variation de b dans un grand nombre de courbes fait qu'elles présentent une légère convexité vers l'axe des temps. Dans d'autres courbes la vitesse de décroissance semble changer en un seul point, elle aurait alors deux valeurs, la plus grande correspondant à la phosphorescence de longue durée. C'est exactement le contraire de ce qu'on observe pour les solides.

Le changement de pression du gaz dû à son échauffement par la décharge contribue certainement au changement de la vitesse de décroissance.

2. *Relation entre l'intensité et la pression du gaz.* — L'intensité I_p à la fin du passage de la décharge est avec la pression p liée par la

$$I_p = \frac{k}{p}$$

ceci est sensiblement exact jusqu'au moment où la décharge cesse de produire une luminosité.

3. *Relation entre la vitesse de décroissance et la pression.* — Lorsque la pression diminue, la vitesse de décroissance croît, passe par un maximum pour une pression donnée, puis décroît pour la vitesse initiale [illegible].

4. *Relation entre l'intensité et la durée de la décharge.* — En général, l'intensité de la phosphorescence obtenue croît et est maximum avant l'intensité de la décharge [illegible] de son passage.

Ces résultats montrent qu'il semble logique d'admettre que la luminosité obtenue par l'auteur, et la phosphorescence des corps solides sont des phénomènes de même nature. J. Nemoras.

Triboluminescence de l'uranium. — Egerton A. C. G. (*Nature*, 85 (1910) 508). Wiedemann a décrit, sous le nom de triboluminescence, le phénomène de luminescence produit quand on secoue un tube contenant du nitrate d'uranie. Cette propriété se manifeste pour un grand nombre de composés organiques et inorganiques, tels que l'oxyde arsénieux, le sulfate de potassium, le sulfite de zinc, le valérate de quinine, etc... Ce phénomène est différent de celui de luminosité accompagnant le frottement de l'uranium métallique; dans ce dernier cas l'effet est dû à l'oxydation de petites parcelles du métal que le frottement a porté à la température d'inflammation de l'uranium métallique dans l'air. Dans une atmosphère d'hydrogène ce dernier phénomène n'a pas lieu alors que la triboluminescence continue. Le phénomène de triboluminescence est plutôt comparable à la cristalloluminescence, phénomène de luminosité produit pendant la cristallisation et dû à la rupture des cristaux après formation. Les substances phosphorescentes sous l'action des rayons X sont triboluminescentes et M. Karl a montré que les substances inorganiques tout à fait pures ne donnent pas lieu à ce phénomène; c'est ce qui a lieu pour l'acétate d'uranyle pur, le chlorure et le sulfate. On peut supposer que, lorsque les forces de cohésion entre les molécules du cristal deviennent insuffisantes, il y a une sorte de rupture qui donne lieu à des perturbations dans le mouvement des électrons : il en résulte des ondes lumineuses; dans les substances phosphorescentes ou radioactives les perturbations dans les mouvements des électrons seraient plus faciles. G. Dasse.

Recherches sur la thermoluminescence. — Pierce C. A. (*Phys. Rev.*, 32 (1911) 115-125). — Ce travail porte sur la phosphorescence du sulfure de zinc (blende de Sidot).

Becquerel avait trouvé que la décroissance de la phosphorescence en fonction du temps, après insolation, est conforme, dans le cas d'une seule bande, à la loi :

$$I = \frac{1}{a + bt^2}$$

I étant l'intensité lumineuse au temps t après l'ionisation, a et b des constantes.

Cette loi est représentée par une droite si on porte $\frac{1}{\sqrt{I}}$ en ordonnée et t en abscisse.

Avec la blende de Sidot on a trouvé une courbe formée de deux droites qui se raccordent, et on a émis l'hypothèse que la droite relative aux petites valeurs de t est relative à une première bande, qui cesserait d'être lumineuse au bout de 10 secondes; alors une deuxième bande apparaîtrait et donnerait la deuxième ligne droite. C'est cette théorie que l'auteur a voulu vérifier par des expériences directes. Il a photographié les spectres de la lumière émise par le sulfure de zinc à des instants différents après l'insolation et correspondant à l'une ou à l'autre des deux droites, ou à la courbe de raccordement. Il mesurait ensuite l'opacité acquise par la plaque photographique tout le long du spectre : il se servait pour cela non pas d'un photomètre ordinaire, mais d'une pile thermoélectrique, sur laquelle il dirigeait les rayons d'une fente lumineuse étroite, après leur avoir fait traverser la plaque photographique; celle-ci était fixée sur une vis calibrée, ce qui permettait d'amener devant la pile thermoélectrique les diverses parties du spectre. Les résultats se traduisaient alors sous forme de courbes où l'on portait en abscisse les longueurs d'onde des diverses parties du spectre, et en ordonnées les courants produits dans la pile thermoélectrique. L'auteur a ainsi observé la composition de la lumière émise par le sulfure phosphorescent dans les conditions les plus variables et il est arrivé aux conclusions suivantes :

1° Les bandes relatives à la fluorescence et à la phosphorescence du sulfure de zinc sont identiques.

2° Après l'insolation, elles diminuent d'intensité, mais en conservant leurs valeurs relatives.

3° Les rayons infra-rouges ne font que diminuer leur intensité, mais n'en changent pas les valeurs relatives.

4° Les bandes de fluorescence ne changent pas avec la température[1].

L'auteur conclut que la théorie des deux bandes mentionnée au début n'est pas exacte. I. Danysz.

Phosphorescence ultra-violette et infra-rouge. Pauli W. E. (*Ann. d. Phys.*, 34 (1911) 759-779). — Travail de l'Institut de Radiologie à Heidelberg (Prof. Lenard).

I. L'auteur détermine les bandes ultra-violettes de phosphorescence de quelques « phosphores alcalino-terreux », déjà étudiés dans le spectre visible par Lenard et Klatt.

Que l'excitation soit faite à l'aide des rayons d'une étincelle entre électrodes de zinc, ou des rayons cathodiques, ou des rayons X, les bandes observées sont toujours les mêmes. Les rayons cathodiques donnent cependant avec certaines substances, une phosphorescence de très courte durée s'étendant très loin dans l'ultra-violet.

La température n'agit pas de la même façon sur les diverses bandes d'un même phosphore.

II. La phosphorescence infra-rouge a été étudiée par une méthode spectrographique, à l'aide de plaques sensibilisées par de la dicyanine Hochst.

Les bandes infra-rouges trouvées sont nouvelles pour la plupart et s'étendent jusqu'à 900 $\mu\mu$.

III. L'auteur confirme les idées théoriques de Lenard. En particulier, les bandes d'un même métal se déplacent, quand on passe d'un diluant à l'autre, suivant la loi $\lambda\sqrt{D} = C^{te}$, D étant le pouvoir inducteur spécifique du diluant (sulfure).

La phosphorescence ultra-violette, de très courte durée, avait été prévue par Lenard. Enfin, il existe une action des bandes ultra-violettes et infra-rouges sur les bandes visibles, les premières agissant comme excitatrices, les secondes comme extinctrices. E. Bauer.

Effet des rayons rouges et infra-rouges sur la décroissance de la phosphorescence dans le sulfure de zinc. — Ives (H. E.) et Luckiesh M. (*Phys. Rev.*, 32 (1910) 210-241). — On connaît depuis longtemps la propriété des rayons rouges et infra-rouges de supprimer la phosphorescence.

Immédiatement après l'exposition aux rayons de grande longueur d'onde, généralement on observe un accroissement brusque de la lumière émise par phosphorescence suivi aussitôt d'une décroissance rapide de son intensité. On considérait jusqu'à présent le sulfure de zinc comme faisant exception à cette règle, la période d'accroissement n'avait pas été encore observée. Dans le présent travail les

1. Ce résultat semble contredire avec celui obtenu par Nichols et Merritt et publié dans le même numéro de la *Phys. Rev.* — Il faut dire que ces derniers ont opéré dans l'intervalle de température de + 20° à — 160°, alors que dans le travail présent l'auteur n'a employé que des températures du — 22° à — 120°.

[illegible]

J. Saphores.

Nouvelles études sur les insectes lumineux. — Ives H. E. [illegible] 31 [illegible] 657 [illegible]. — [illegible] radiations infra-rouges.

[illegible] dans le spectre visible, les [illegible] 0,51 à 0,67 [illegible] maximum [illegible] 0,57 [illegible].

Dans le spectre ultraviolet, l'auteur n'a trouvé aucune [illegible] méthode photographique ordinaire. Il a obtenu le même résultat négatif [illegible] de 1,5 μ. Cette dernière étude était particulièrement difficile [illegible] ne donnant que [illegible] pour la radiation visible, ne laissaient pas espérer qu'il serait possible de déceler une faible radiation dans l'infra-rouge. L'auteur s'est donc servi d'une méthode absolument différente, basée sur ce fait [illegible] résultats déjà obtenus par Nichols et Meritt et d'après lesquels [illegible] de 1,5 μ produisent sur la phosphorescence du sulfure de [illegible] que cet effet reste à peu près constant pendant les trois [illegible] effets produits par les éclairs successifs s'ajoutaient ; pour [illegible] par un écran circulaire, percé d'un trou, qu'il faisait [illegible] nombre d'éclairs qu'avec l'insecte.

Cette étude préliminaire étant faite, il a soumis un [illegible] 20 minutes, alors qu'à travers le verre rouge, ils n'exerçaient aucune action sensible, même pendant une exposi[illegible]

[illegible] seule radiation visible, déjà antérieurement connue, de [illegible] l'auteur n'a pas observé de différence entre deux insectes [illegible] Une augmentation a été observée par élévation de [illegible]

J. Wo[illegible]

Ionisation

Sur la mesure des charges portées par des particules de brouillard. — **Przibram (C.)** [*Phys. Zeitsch.*, 12 (1911) 160-261]. — L'auteur accepte l'exp[illegible] proposée par L. Begeuer pour rendre compte des écarts entre les nombres trouvés par K. Przibram et la valeur la plus probable $4,9 \times 10^{10}$ de la charge élémentaire. Cette explication repose sur les influences parasites exercées par les bords du condensateur plus dans la région où le champ cesse d'être uniforme. Après la publication du travail de Begeuer, l'auteur a repris ses mesures en se servant d'un condensateur plus approprié (plateaux de 10×10 mm avec un écartement de 1 mm). De nouvelles séries ont été faites sur les brouillards du phosphore, sur les gouttelettes de potasse et sur les fumées résultant de la combustion du soufre. Il a [illegible] de suivre pendant longtemps une seule et même particule. En même temps les écarts des valeurs isolées par rapport à la moyenne ont diminué très notablement. Les valeurs moyennes obtenues [illegible] $5,7 \times 10^{-10}$, $5,15 \times 10^{-10}$, $6,25 \times 10^{-10}$, $6,25 \times 10^{-10}$. Les deux dernières [illegible] sont sensiblement trop forts, mais on les ramène très aisément à la valeur ordinaire en supposant que la densité des gouttelettes, au lieu d'être égale à 1, se trouve, comme il est très probable, voisine de 1,4 par suite de la présence d'acide phosphorique ou sulfurique. Les nombres obtenus n'ont aucune tendance à se grouper autour de valeurs qui seraient inférieures à la valeur admise pour la charge élémentaire.

Léon Bloch.

Sur la charge des ions dans les gaz et sur plusieurs causes modifiant le mouvement des ions négatifs. — **Townsend (J. S.)** *Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911) 25-29. — Il y a trois ans, l'auteur a indiqué une méthode pour déterminer la charge des ions produits dans les gaz par les rayons secondaires des rayons X, et il a publié alors les résultats obtenus pour l'air. Depuis ce temps, il a étudié par la même méthode trois nouveaux gaz, H^2, O^2 et CO^2, et il est arrivé aux résultats suivants : en ce qui concerne les ions négatifs, le nombre Ne (N est le nombre de molécules dans un cm³ de gaz à 760 mm de Hg et à 16° C et e la charge d'un ion en unités ES) s'est [illegible] $1,25 \cdot 10^{10}$, $1,24 \cdot 10^{10}$, $1,25 \cdot 10^{10}$ respectivement pour O^2, H^2 et CO^2, ce qui concorde bien avec le nombre $1,22 \cdot 10^{10}$ trouvé pour l'air.

Les valeurs $1,24 \cdot 10^{10}$, $1,26 \cdot 10^{10}$, $1,52 \cdot 10^{10}$ furent trouvées pour les ions positifs, lorsque les rayons secondaires étaient produits par une surface métallique polie. Mais, lorsque cette dernière était recouverte d'une légère couche de vaseline, l'auteur a trouvé des nombres plus élevés : [illegible] $1,84 \cdot 10^{10}$, $1,[illegible] \cdot 10^{10}$. Il a supposé que, dans ce cas, les ions produits par des rayons plus pénétrants, avaient en partie une charge double de la charge élémentaire.

Le principe de ces expériences consiste à envoyer un faisceau d'ions à travers une ouverture circulaire pratiquée dans une mince feuille métallique. Juste en regard de l'ouverture est fixé un disque, de même grandeur que l'ouverture, et, autour de lui, est maintenu un anneau, [illegible] Un champ électrique uniforme X est établi entre ces deux dernières pièces (qui sont au même potentiel) et la lame [illegible]

[illegible] (1) [illegible] 148 [illegible]

disque et l'anneau de garde, sous l'action du champ X. On sait que les lois ordinaires de la diffusion établissent entre R et NeX une relation dans laquelle la pression du gaz n'intervient pas : de cette relation, on peut déduire Ne.

Dans la détermination des valeurs de Ne, reproduites ci-dessus, l'auteur employant des gaz légèrement humides (0,1 mm de H_2O de vapeur d'eau dans de l'oxygène ; une pression de 10 mm. ou dans de l'hydrogène à une pression de 50 mm.), parce qu'alors, les lois ordinaires de la diffusion s'appliquent exactement.

Mais, lorsque le gaz est desséché avec le plus grand soin, et que l'on opère à des pressions suffisamment basses, il se trouve que, pour un champ X constant, le rapport R diminue lorsque la pression diminue, par exemple, dans O^2, pour $X = 2 \frac{\text{volts}}{\text{cm}}$, on a trouvé $R = 0,465$ pour $p = 10$ mm et $R = 0,27$ pour $p = 5$ mm, alors qu'avec de l'oxygène humide R était dans tous les cas égal à 0,57. Les lois ordinaires de la diffusion ne peuvent donc plus s'appliquer. L'auteur rappelle, pour expliquer la diminution de R, une hypothèse qu'il a déjà émise, et d'après laquelle, à une pression suffisamment basse, les ions négatifs peuvent en grande partie être constitués par des électrons libres, et, en outre, acquérir, sous l'action d'un champ électrique extérieur une vitesse moyenne d'agitation supérieure à celle qu'ils devraient avoir pour être en équilibre thermique avec les molécules neutres du gaz ambiant. Ainsi, dans le cas de l'air, pour $X = 1 \frac{\text{volt}}{\text{cm}}$ et $p = 10$ mm de H_2, la pression partielle des ions négatifs s'est trouvée environ deux fois plus forte que celle d'un nombre égal de molécules à la même température et dans le même volume.

En se basant sur ces considérations, l'auteur évalue approximativement la grosseur des ions négatifs qu'il a observés dans les expériences actuelles.

Il se sert pour cela de l'équation

$$\frac{1}{k} pu = -\frac{dp}{dx} = nXe.$$

k étant le coefficient de diffusion des ions négatifs ;
u leur vitesse ; n leur nombre par cm³ ; p leur pression partielle corrigée.

Si $\frac{dp}{dx} = 0$, on a $\frac{pu}{k} = nXe$.

En général, quand le rapport $\frac{X}{P}$ est petit (P pression du gaz dans lequel les ions sont produits), on a :

$$\frac{p}{n} = \frac{\pi}{N}$$

π étant la pression atmosphérique et N le nombre des molécules de 1 cm³ de gaz dans les conditions normales. L'auteur applique l'équation ci-dessus à une expérience récente de Lattey dans laquelle on avait $u = 1845 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ pour $X = \frac{0,9}{500}$ ES ; la pression du gaz étant 10 mm de H_2, il faut multiplier $\frac{\pi}{N}$ par 1,85. D'autre part, $Ne = 1,22.10^{10}$. De là, il vient

$$k = \frac{1,85.\pi u}{NeX} = 95.$$

Pour des particules de même masse, mais en équilibre thermique avec les molécules du gaz, on aurait

$$k = 95 \sqrt{\frac{1}{1,85}} = 71$$

et, dans les mêmes conditions de température et pression, pour la diffusion de CO^2 dans l'air, on a $K = 10,8$. De là résulte que le rapport $\frac{M}{m}$ de la masse d'un ion négatif à celle d'une molécule de CO^2 est $\frac{1}{45}$. Ainsi se trouve confirmée l'hypothèse qu'en partie au moins les ions négatifs sont des électrons libres.

J. Danysz.

Coefficients de recombinaison des ions dans l'oxyde de carbone et l'hydrogène. — Erikson (H. A.) [*Phys. Rev.*, 32 (1911) 247]. — L'auteur a étudié l'action de la température sur le coefficient de recombinaison. Les résultats sont les suivants :

Température	Coefficients d'alternance
Pour CO	
100°	2,08
68	5,17
52	5,66
25	4,65
0	5,48
— 18	5,44
— 64	5,89
Pour l'hydrogène	
25°	4,25
— 64	7,10
— 179	10,08

Ces résultats peuvent s'interpréter facilement en admettant qu'il existe une vitesse (55 cm par seconde) au-dessus de laquelle les ions ne peuvent pas se recombiner.

J. Sayhorès.

La question de la valence dans l'ionisation des gaz. Millikan (R. A.) et Fletcher (H.) [*Phys. Rev.*, 32 (1911) 259]. — En fixant directement au moment de leur formation les ions produits par des rayons γ, des rayons X et des rayons β, à des gouttes d'huile et mesurant les charges portées par les ions ainsi capturés, les auteurs montrent que, s'il existe des ions portant deux ou trois fois la charge élémentaire, leur nombre n'est pas supérieur à 1 ou 2 pour 100 du nombre des ions à charge simple.

J. Sayhorès.

Sur l'ionisation de différents gaz par les particules α du polonium et sur les quantités d'énergie relatives nécessaires pour produire un ion. Taylor (T. S.) [Univ. d'Illinois. *Phil. Mag.*, 21 (1911) 571-579]. — L'auteur a construit les courbes de Bragg pour les particules α du polonium dans un assez grand nombre de gaz et de vapeurs (air, H^2, N^2, O^2, CO^2, SO^2, HCl, HBr, HJ, CH^3J, CH^4, C^2H^5Cl, etc.), c'est-à-dire qu'il a déterminé comment varie l'ionisation dans une couche mince en fonction de la distance à la source. L'appareil employé a été décrit dans une analyse précédente [*Le Radium*, 6 (1909) 57] ; il était enfermé cette fois dans une boîte de fer étanche, et on réglait la pression du gaz de telle façon que le parcours (maximum) dans chacun des gaz fût toujours égal à 11,1 cm. ; les courbes de Bragg étaient alors construites à la façon ordinaire. Voici par exemple trois courbes relatives à l'azote (I), au SO_2 (II) et à l'éther (III) ; on voit que leur forme diffère d'un gaz à l'autre. Les

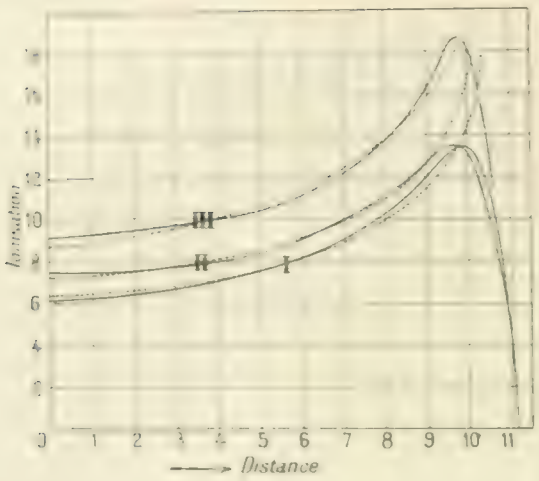


Fig. 1

autrons. [illegible] $= 10.8$ cm., et [illegible] les valeurs de la constante [illegible] pour que le [illegible] (1) indique les points possibles à la courbe expérimentale, [illegible] du maximum. Au [illegible] [illegible] autres ; elle s'obtient donc par la superposition d'un grand [illegible] contenues entre certaines limites.]

Le fait qu'on peut obtenir ainsi un accord satisfaisant [illegible] chaque point est proportionnelle à l'ionisation produite. [illegible]

$$\int_0^{\infty} [illegible] \quad \int_0^{\infty} [illegible] \quad (10.8 [illegible]$$

[illegible] qu'il faut d'autant moins d'énergie pour produire un ion [illegible] les molécules du gaz sont plus lourdes et plus complexes.

L. Kolowrat.

Sur les centres de condensation produits par l'action de la lumière sur la vapeur d'iode. — Owen (G. et Pealing (H.) Université de Liverpool, *Phil. Mag.*, **21** (1911) 465-479. — L'étude des modifications apportées à l'expérience classique de C. T. R. Wilson par la présence de la vapeur d'iode. On sait que dans l'expérience de Wilson, une détente brusque est produite dans un espace saturé de vapeur d'eau; quand cette détente correspond à une différence de pression moindre de 15 cm. de mercure (autrement dit, à un rapport moindre que 76 : (76—15) = 1,25 entre le volume initial et le volume final), il ne se produit pas de condensation de la vapeur; pour une détente entre 15 et 20 cm., il y a condensation en forme de gouttes, et au-dessus de 20 cm., formation de brouillard. Les mêmes effets s'observent quand la vapeur d'eau est en présence de camphre, de naphtaline ou d'acide benzoïque; mais si l'air de la chambre de détente a été aspiré à travers un tube contenant de l'iode, ou si, simplement, un tube latéral à iode est relié à cette chambre, le phénomène est considérablement renforcé; à partir de 15 cm. de détente, la condensation est beaucoup plus marquée que sans iode, et un brouillard dense apparaît déjà à 18,5 cm. La présence de l'iode détermine donc une production de centres de condensation; cet effet est très persistant, il se conserve si l'on fait passer un courant d'air à travers l'appareil. Les centres de condensation ne sont pas constitués par des poussières d'iode qui seraient entraînées dans l'appareil, car l'effet persiste si l'on intercale un tube rempli de coton de verre. Enfin, on remarque que l'effet ne se produit que lorsque l'appareil est éclairé pendant la détente par une source de lumière quelconque (lampe Nernst, bec de gaz, lampe à arc, lumière du jour ou même lumière rouge); si au contraire, la détente est faite dans l'obscurité et que la lumière nécessaire pour voir la condensation soit projetée [illegible] la condensation se fait normalement, c'est-à-dire dans les mêmes conditions qu'en l'absence de l'iode. On a donc là visiblement un effet photochimique.

L'effet se produit dans l'oxygène aussi bien que dans l'air, mais pas dans CO_2, H_2, CH_4; la présence d'oxygène [illegible] le champ électrique établi dans la chambre de détente n'influence pas le phénomène, d'où l'on conclut que les centres de condensation ne sont pas chargés.

Si on répète l'expérience un grand nombre de fois de suite avec une même détente de 18,5 cm., on constate que l'effet [illegible] et finit par disparaître; la condensation se trouvant alors ramenée aux proportions de l'effet Wilson [illegible] pour rendre à l'appareil sa sensibilité primitive, il faut rincer ses parois avec de l'eau. On peut donc supposer que l'effet est dû à quelque [illegible] instable qui se forme sous l'action de la lumière et se dépose sur les parois; la réaction étant réversible, un équilibre chimique tend par [illegible] et la production de la substance active; [illegible] la substance [illegible] Cette substance hypothétique pourrait par exemple être un [illegible] produit des [illegible] photochimiques [illegible] [illegible]

[illegible]

On a déjà vu que l'effet étudié persiste quand l'air chargé d'iode est chargé de poussières [illegible] avant de pénétrer dans l'appareil; l'effet est même notablement plus intense dans ces cas. Cette dernière particu-

lauté reste encore assez obscure. Il est possible que le verre ait une action catalytique qui facilite la formation subséquente des centres de condensation. L. Kowalski.

Mesures sur les centres électrisés et les noyaux de condensation produits dans les gaz par l'action de la lumière ultra-violette. — Sachs (St. [*Ann. d. Phys.*, **34** (1911) 439-497]. — Le gaz à étudier est soumis à la lumière produite par une étincelle jaillissant entre deux pointes d'aluminium dont il est séparé par une lame de quartz. Les mesures sont faites à l'électromètre à quadrants.

Les principaux résultats mis en évidence sont les suivants :

1° D'accord avec les expériences de Lenard, l'auteur a observé la formation de centres électrisés peu mobiles, même dans de l'air débarrassé de poussières ;

2° Il se produit des noyaux de condensation non chargés dans les gaz secs suivants : air, anhydride carbonique, oxygène et azote. Dans l'hydrogène, il n'a pas été observé de tels noyaux, et ce résultat négatif paraît attribuable au faible pouvoir absorbant de ce gaz pour les rayons ultra-violets ;

3° Au sujet de la nature de ces noyaux, rien de certain ne peut encore être affirmé. Il ne paraît d'ailleurs pas possible d'attribuer un rôle important à l'humidité des gaz. Sachs admet comme plausible la formation de complexes de molécules qui agiraient comme noyaux de condensation, et cela grâce à l'énergie absorbée par le gaz ; une telle hypothèse concorde avec l'ordre de grandeur des rayons de ces noyaux. Enfin, cette supposition n'est pas infirmée par la longue vie de ces noyaux, pas plus que par l'influence des hautes et basses températures. Marcel Boll.

Conductibilité des vapeurs saturantes de métaux alcalins — Füchtbauer (C.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 225-231]. — L'auteur a montré précédemment que la vapeur de sodium saturante possède une conductibilité notable déjà à une température inférieure à 200°. Il avait été frappé dès ce moment par le caractère fortement unipolaire de la conductibilité ainsi que par l'existence d'une saturation seulement approchée. Les deux phénomènes indiquent une influence particulière des électrodes. Aussi M. Füchtbauer a-t-il repris des expériences analogues sur la vapeur de césium en opérant avec l'appareil perfectionné représenté sur la figure 1. Les électrodes sont en nickel et le

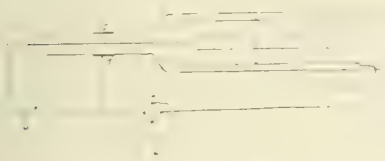


Fig. 1.

tube est muni d'un anneau de garde en platine soudé qui permet d'éliminer l'influence des pertes d'électricité le long du verre. Le tube, après avoir été vidé pendant quatre heures à la température de 350°, reçoit un petit fragment de cæsium distillé puis est rempli d'hélium pur sous 196 mm. de pression. On a choisi ce gaz pour éviter toute possibilité de réaction chimique avec le métal alcalin. Le tube est placé tout entier dans un four électrique à température constante et les courants se lisent en général au moyen d'un galvanomètre sensible de Siemens.

Les courbes obtenues dans ces conditions se sont montrées d'une régularité parfaite. C'est ainsi que les courbes de saturation tracées à température constante se superposent parfaitement pendant l'espace d'une heure, les valeurs observées à l'aller coïncidant à quelques millièmes près avec les valeurs observées au retour. C'est seulement après plusieurs jours d'usage que les courants diminuent sensiblement. Les courbes qui représentent à voltage constant les variations du courant avec la température s'élèvent d'une manière extraordinairement rapide quand on fait croître la température. La figure 2 représente une courbe de ce genre obtenue sous 50 volts en faisant varier la température de 150° à 210°. On n'a pas dépassé cette dernière température pour ménager l'appareil.

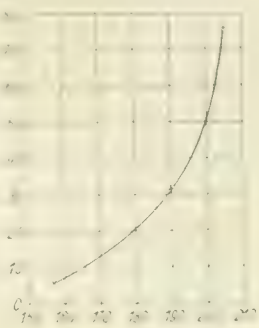


Fig. 2.

M. Fuchtbauer a construit à différentes températures un grand nombre de courbes de saturation. Ces courbes ont toutes la même forme, qui est reproduite sur la figure 3. Dans cette figure, la courbe supérieure correspond à une charge négative de l'électrode centrale, la courbe inférieure marquée par des croix correspond à une charge positive de la même électrode. Les deux courbes, surtout la première, font voir très clairement qu'à aucun moment on ne rencontre de saturation bien caractérisée. La partie ascendante des courbes, correspondant à la conductibilité chimique, se prolonge jusqu'à la région d'ionisation par chocs. Une pareille allure a été relevée par Bloch sur les courbes de l'effet photoélectrique. Il a proposé une interprétation qui semble s'appliquer très bien au cas dont il s'agit ici.

L'accroissement continuel du courant tient à l'existence d'une ionisation superficielle intense qui met en jeu d'importants phénomènes de diffusion. Il est à remarquer qu'on obtenait des courants très réguliers, croissant

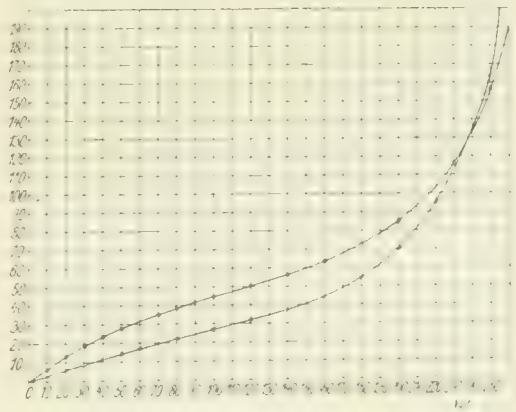


Fig. 3.

rapidement avec la température même en l'absence de toute tension appliquée au tube. C'est là une indication qui confirme nettement l'existence de phénomènes de diffusion. Ces phénomènes sont d'importance très inégale au voisinage des deux électrodes, et ceci suffirait à expliquer la dissymétrie des courbes de saturation par les ions de deux signes. Mais nous savons de plus, pour les belles recherches de Frank, qu'au sein de l'hélium, la mobilité des ions négatifs est énormément supérieure à

[illegible]

[illegible]

Les Ellipses

Etude spectroscopique de la nature des porteurs des charges électriques positives fournies par le phosphate d'aluminium chauffé. — Horton [illegible] Proc. Roy. Soc. [illegible] 84 (1910) 475-479. — Horton [illegible] mesure [illegible] d'une précision que les résultats antérieurs ne permettent pas de lui donner. On sait que J. J. Thomson [illegible] pour la valeur de $\frac{e}{m}$ [illegible] 10^{-25} ce qui donne [illegible] pour le rapport de la masse m des porteurs [illegible] Il [illegible] Rutherford [illegible] Il reste compris entre 25 et 28. Il est vrai que Garrett[2] a trouvé un nombre voisin de 10^4 pour les ions les plus légers émis par le phosphate d'aluminium chauffé. Mais l'auteur pense que la bande de platine employée par Garrett [illegible] conduit pour m : Il a une valeur qui pourrait correspondre [illegible] hypothèse et admet que tous les métaux qu'il a pu employer contenaient une trace d'impureté qui serait le [illegible]

Le but que se proposait M. Horton était de décider entre [illegible] 1000° environ, et un cylindre de platine qui entoure cette bande on peut faire passer, sous l'action d'un champ électrique, un courant de l'ordre de 10^{-5} ampère. En fait, M. Horton [illegible] Si ce courant était transporté par des atomes d'hydrogène, [illegible] assez petit, il doit être facile d'en faire l'analyse spectroscopique. [illegible]

[illegible]

Les électrodes de platine sont maintenues pendant plusieurs heures dans l'acide nitrique bouillant pour enlever l'hydrogène. Le tube est relié à une pompe à mercure, à une

Fig. 1

pompe de Mac Leod, [illegible] et à un tube plein de charbon pour produire un très bon vide au moyen de l'air liquide ; on peut séparer le tube de tous ces appareils au moyen du baromètre D en tourne [illegible]. Le tube communique également, au moyen d'un capillaire aussi court que possible avec un petit tube E [illegible] d'une bande de 2 cm. de diamètre environ partiellement [illegible], la distance des deux parois étant d'environ 1,5 mm. Ce tube est [illegible] d'une bobine de quelques tours de fil [illegible] entre les armatures extérieures de deux bouteilles de Leyde dont les armatures intérieures sont reliées, d'une part à un éclateur, et d'autre part, avec l'intermédiaire d'une soupape, aux pôles du secondaire d'une bobine. Ce petit tube sans électrodes fonctionne bien entre 0,1 mm. et 0,5 mm. de pression ; on peut quelquefois le rendre lumineux sous 0,05 mm. On l'examine avec un spectroscope de Hilger. Pour y accumuler le gaz émis pendant le chauffage, on le refroidit dans l'air liquide, puis on fait monter le mercure en E [illegible]

Après les premiers chauffages de la bande de platine (sans établir de différence de potentiel entre les deux électrodes), on obtient le spectre de lignes de l'azote, la raie [illegible] quelques raies du mercure et certaines raies du carbone, particulièrement brillantes. Après des chauffages et des évacuations répétées, le spectre de l'azote disparaît totalement. Les raies qui subsistent appartiennent au mercure, au carbone, à l'oxygène et à l'hydrogène dont une seule assez intense, la raie rouge. Sur une quarantaine, il y en a cinq non identifiées.

Mais ce qui est assez décevant étant donné le but poursuivi, c'est que le spectre est exactement le même quand on recueille ces gaz à la suite d'un chauffage combiné [illegible] produisant un courant d'ionisation intense, ou qu'on les [illegible]

L'auteur fait, il est vrai, remarquer que, dans les conditions [illegible] tion, au moins momentané. La bande de platine était en [illegible]

électrode est reliée à la terre, à chaque alternance le plus plate d'aluminium envoie des ions positifs et s'ils arrivent à l'électrode cylindrique avant que le renversement du champ ne soit produit, ils lui communiquent une charge. Le courant mesuré est en effet presque aussi grand que lorsqu'on établit une différence de potentiel fixe entre les électrodes. Quand l'électrode cylindrique est isolée, elle doit recevoir des charges positives au moins jusqu'à ce qu'elle ait pris une charge suffisante pour les repousser.

Des expériences avec une jauge convenablement disposée auraient pu montrer s'il y a plus de gaz émis quand le courant d'ionisation est continuellement établi; mais elles n'ont pas été faites.

Le seul résultat positif est que le courant d'ionisation ne paraît pas être transporté par des atomes ou des molécules d'azote. L'hydrogène paraît devoir être hors de cause, étant donnée la valeur trouvée pour m : H par J.-J. Thomson et par Richardson. Il faut choisir entre l'oxygène et l'oxyde de carbone. Mais diverses raisons font penser que le porteur des charges positives ne peut pas être une molécule s'il appartient à un gaz simple et la valeur de m : H conduirait à la molécule, non à l'atome d'oxygène. D'autre part, l'oxygène étant fortement électro-négatif ne paraît pas devoir se prêter au transport des charges positives.

La conclusion est donc que les ions positifs cuivre sont des molécules d'oxyde de carbone. A l'objection que l'on pourrait élever contre l'état *moléculaire* des ions, on oppose que le groupement CO se comporte souvent dans les réactions comme un atome.

Reste à savoir pourquoi tous les métaux et quelques autres corps, chauffés, émettent de l'oxyde de carbone.

L. Dunoyer.

Action de la distance sur la décharge électrique entre une pointe et un plan. — Hovda (O.) *Phys. Rev.*, **32** (1911) 255. — L'auteur a mesuré les potentiels nécessaires pour établir un courant entre une pointe et un plan, et le courant qui passe pour différents voltages allant jusqu'à 20 000 volts, en fonction de la distance (5 mm à 500 mm) du point au plan (diamètre du plan 550 cm).

Les potentiels croissent très rapidement pour les faibles distances et tendent vers une valeur constante pour les grandes distances. Également pour les grandes distances le courant croît très peu lorsque la différence de potentiel croît.

Pour toutes les distances la formule de Warburg est applicable

$$C = \frac{k}{d^{0,15}} V \sqrt{V - M}$$

k est une constante :

d la distance du point au plan :

V la différence de potentiel sous laquelle passe le courant C :

M la différence de potentiel pour laquelle le courant commence à passer. J. Saphores.

Distribution de la décharge entre une pointe et un plan à des pressions variables. — Earhart (R. F.) et Pote (F.-W.). — *Phys. Rev.*, **32** (1911) 250. — Les auteurs ont étudié la décharge entre une pointe électrisée positivement ou négativement et un plan placé à 1 cm.

Le plan est constitué par 10 anneaux de cuivre concentriques et isolés. Les connexions permettent de mesurer le courant de la décharge relatif à un de ces anneaux sans modifier la décharge par les autres anneaux.

Le système électrique est enfermé dans un récipient qui peut être vidé de manière à étudier aussi bien l'influence de la pression que celle du voltage.

Des courbes indiquent le courant total dans des conditions variables de différence de potentiel et de pression et la distribution de la décharge. J. Saphores.

La décharge électrique dans les gaz à différentes pressions entre une pointe et une demi-sphère. Aust F. A. *Phys. Rev.*, **32** (1911) 254-255. — En faisant passer la décharge entre une hémisphère et un point situé au centre, la densité du courant est presque constante sur toute la surface de l'hémisphère pour des pressions de 5 à 750 mm. L'auteur a mesuré les courants qui correspondent à différents voltages dans l'air et l'oxygène pour des pressions variables.

Les potentiels pour lesquels la décharge commence sont donnés par la relation

$$M = a\sqrt{p} + b$$

a et b sont des constantes, p la pression. J. Saphores.

Recherches sur les potentiels nécessaires pour produire une décharge dans les gaz à basse pression. — Meservey (A. B.) (Université d'Oxford, prof. Townsend) *Phil. Mag.*, **21** (1911) 479-499.

I. *Mesures du potentiel disruptif dans le cas d'une décharge se produisant dans un champ non homogène.* La décharge a lieu entre un cylindre extérieur de 20 centimètres de long et 4 centimètres de diamètre, et un fil ou un tube intérieur concentrique au cylindre, de diamètre variable (entre 0,25 et 16 mm.). Les électrodes sont isolées l'une de l'autre par des morceaux de tube de verre enfilés sur les bouts du tube intérieur; la longueur de celui-ci laissée à nu est de 16 centimètres. Une différence de potentiel est établie entre les deux électrodes à l'aide d'une batterie d'accumulateurs, et un galvanomètre est intercalé dans le circuit; on fait varier la différence de potentiel jusqu'au moment où le galvanomètre accuse un courant. En répétant l'expérience à différentes pressions, on construit des courbes qui donnent, en ordonnées, les volts nécessaires pour que la décharge se produise à une pression indiquée par l'abscisse. Ces courbes ont la forme générale suivante (fig. 1).

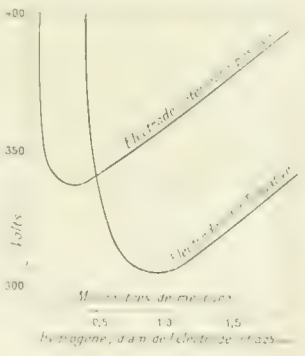


Fig. 1.

Comme pour le cas ordinaire de la décharge entre plateaux parallèles, il y a donc une « pression critique » (de l'ordre de 0,1 à 1 mm.) pour laquelle le potentiel disruptif est minimum; mais on obtient toujours des courbes différentes, selon que l'électrode intérieure est positive ou négative; ces deux courbes se coupent au voisinage de la pression critique. A mesure qu'on augmente le diamètre du tube intérieur, les courbes tendent à se rapprocher l'une de l'autre; ceci est naturel, car dans le cas limite de deux surfaces planes, on n'a qu'une seule courbe, indépendamment du sens du courant.

Le potentiel minimum dépend du diamètre du tube intérieur; il est toujours plus bas quand l'électrode intérieure

[illegible]

[illegible] courbes donnant le [illegible] du diamètre du tube [illegible] et aussi le potentiel [illegible] d'un diamètre, il faut chaque [illegible] des courbes pour [illegible] les pressions supérieures à la pression critique, la forme de toutes ces courbes peut s'expliquer par la théorie [illegible] qui suppose que des ions sont produits par la rencontre d'ions déjà existants [illegible] du gaz. Mais pour des pressions plus basses, cette théorie ne suffit pas pour rendre compte de toutes les particularités du phénomène; il faut faire intervenir en plus une autre source d'ionisation, et on peut admettre, avec M. Townsend, qu'il s'agit d'une espèce particulière de rayonnement, produite par le choc des ions négatifs contre l'électrode positive; ce rayonnement serait [illegible] et ne se manifestant pas conséquemment pas à des pressions plus élevées.

II. [illegible] dispositif permettant la [illegible] de la décharge entre plateaux parallèles. D'une [illegible] le potentiel P_M nécessaire pour maintenir un [illegible] [illegible] que le potentiel P_D qu'il faut pour [illegible] au-dessus, pour des pressions supérieures à la pression critique, on a $P_M < P_D$, et l'inverse a lieu pour les pressions inférieures. D'après la théorie de l'ionisation par choc on devrait avoir $P_M < P_D$ dans tous les cas; il faut donc penser qu'un autre facteur intervient aux basses pressions, et on peut se demander si l'échauffement du gaz par une décharge prolongée [illegible] par suite de la dilatation, à en diminuer notablement la quantité contenue entre les électrodes, ce qui équivaudrait à une diminution de pression; or, la figure ci-dessus montre qu'une diminution de pression correspond précisément à un accroissement de potentiel lorsque la pression est inférieure à la pression critique; cet accroissement pourrait [illegible] par la théorie de l'ionisation par choc. Pour vérifier cette hypothèse, l'auteur [illegible] dispositif suivant. Deux disques parallèles servent d'électrodes et sont séparés par un anneau de verre formant avec les disques une boîte étanche. L'intérieur de cette boîte communique, par des trous percés au centre de chaque disque, avec des tubes capillaires [illegible] de soupapes à mercure, qui permettent d'isoler du reste de l'appareil le gaz du [illegible], le gaz étant en l'espèce de l'hydrogène bien sec.

[illegible] P_M [illegible] on trouve que la valeur ainsi mesurée est toujours notablement plus [illegible] que celle qu'on a [illegible] 56 volts. Le même effet se produit lorsqu'on ferme les soupapes [illegible] [illegible] [illegible]

[illegible]

[illegible]

tion du gaz soumise à la décharge, et non dans les électrodes; car il disparaît, ou à peu près, quand les tubes capillaires sont ouverts et que le gaz peut se renouveler plus ou moins librement. On peut penser par exemple que la décharge a une action chimique temporaire sur le gaz, comme c'est le cas de l'oxygène qui se transforme partiellement en ozone; ou encore que la décharge expulse les gaz occlus dans les électrodes, ce qui expliquerait aussi le phénomène, si le gaz expulsé était autre que celui qu'on a entre les plateaux, si par exemple il était de l'air. L. KOLOWRAT.

L'influence des gaz dégagés par la cathode sur la chute cathodique. — Jones (L.A.) [*Phys. Rev.*, 32 1911 528-541]. — Lorsqu'on fait passer la décharge électrique dans un tube dans lequel on vient de faire le vide, et qu'on a ensuite laissé fermé en communication avec une jauge, on observe que la pression augmente lentement si la cathode est fraîche, à cause des gaz qui se dégagent de la cathode. En même temps la chute cathodique varie lentement, et suivant les cas elle augmente ou diminue. L'auteur s'est proposé d'étudier si cette variation est due à un changement dans l'état de la surface de la cathode ou bien si elle est déterminée par un changement de la pression et de la composition du gaz.

Cette étude est divisée en deux parties. Dans la première partie, l'auteur s'occupe du cas où l'intensité du courant et la chute cathodique était relativement grande, plus grande que la chute normale, et on peut conséquemment la ca-

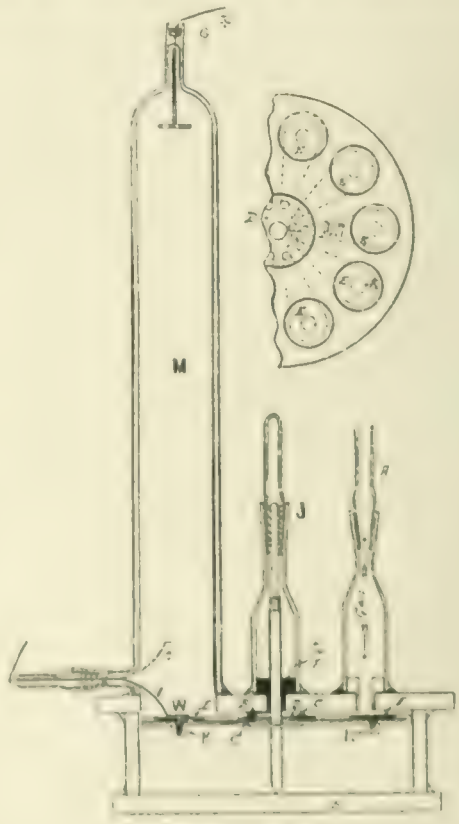


Fig. 1.

[illegible] un tube [illegible] Le tube employé est représenté fig. 1. La batterie, donnant par une batterie de 600 accumulateurs, maintenue à l'état stable au moyen d'une résistance d'iodure de cadmium dissous dans l'alcool amylique, passait dans la partie M du tube entre

l'anode G et la cathode K. A ce tube était mastiqué un petit tube cylindrique, fermé en bas par une glace mastiquée A. Dans ce tube, à l'aide d'un rodage on pouvait faire tourner un disque en verre portant 10 cathodes identiques, convenablement isolées, de façon à pouvoir remplacer plusieurs fois une cathode ayant servi par une cathode fraîche, et de différencier ainsi l'effet du gaz de l'effet du métal de la cathode. Une électrode auxiliaire W, qu'on pouvait également déplacer à l'aide d'un rodage, permettait de mesurer la chute de potentiel cathodique. Par H le tube communiquait à une pompe et à une jauge. Pour faire l'expérience on remplissait le tube d'un gaz donné, on y faisait le vide en réalisant une pression telle que la lumière négative enveloppait complètement la cathode et on isolait tout l'appareil de la pompe. On laissait passer la décharge pendant 15 à 20 minutes, et on remplaçait alors la cathode par une cathode fraîche. Avec tous les métaux et tous les gaz employés, l'auteur a observé une augmentation progressive de la pression accompagnée d'une diminution progressive de la chute cathodique. De plus cette diminution se maintenait sensiblement invariable, lorsqu'on remplaçait la cathode par une autre, prouvant nettement que la variation de potentiel observée était due à l'action du gaz.

Dans la deuxième partie de son travail l'auteur traite le cas de la chute cathodique normale. Dans le tube employé à cet effet l'électrode auxiliaire servant de sonde était immobile, mais on pouvait faire varier sa distance à la

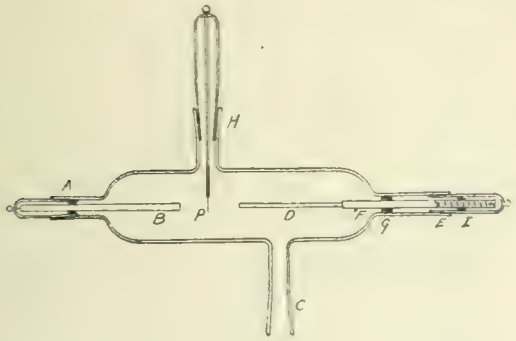


Fig. 2.

cathode, en déplaçant cette dernière. Pour réaliser ce mouvement la tige portant la cathode était guidée par un anneau G solidaire du tube, et filetée sur un écrou solidaire du bouchon rodé E. De cette façon en faisant tourner le bouchon dans son rodage on déplaçait longitudinalement la cathode. Cette cathode était longue de 8 cm., le tube communiquait à la pompe et à la jauge. On s'arrangeait dans cette expérience pour que la lumière négative ne couvrît la cathode que partiellement, afin d'être sûr que la chute normale n'était pas dépassée. Dans ces conditions l'auteur a observé à l'encontre du résultat précédent une augmentation importante de la chute cathodique pendant la marche de la décharge.

Pour donner un exemple, la chute cathodique a augmenté dans une expérience faite dans l'hydrogène avec platine comme cathode de 310 à 565 volts. Par contre la pression subissait des changements faibles et variables suivant la nature du gaz et du métal. Ce changement était tantôt une augmentation (hélium) tantôt une diminution (hydrogène). L'auteur a fait voir que l'augmentation de la chute cathodique n'était point due dans ce cas à un changement de la pression du gaz, en faisant varier notablement la pression, p. ex. depuis 0,56 mm. jusqu'à 4 mm. dans l'hélium avec aluminium comme cathode ; depuis 1,45 mm. jusqu'à 6,80 mm. dans l'hydrogène avec zinc comme cathode, et en ne faisant passer chaque fois la décharge que pendant le temps nécessaire pour faire une mesure. Le changement de la chute cathodique était alors très faible et n'a jamais dépassé 10 volts.

L'auteur conclut que dans cette seconde expérience c'était bien un changement de surface de la cathode qui se traduisait par une augmentation de la chute cathodique. Il pense que dans le premier cas le bombardement de la cathode était suffisamment énergique pour maintenir sa surface à l'état propre, tandis que dans le deuxième cas la chute cathodique normale, plus faible, ne pouvait pas amener une désintégration de la cathode aussi efficace.

L. Weichenstein.

La chute cathodique dans l'argon, dans l'air, dans l'azote et dans l'hydrogène et le système périodique des éléments. — Rottgardt K. [*Ann. d. Phys.*, **33** (1910) 1161-1194]. — Les sondes, constituées par une longue pointe métallique, ne donnent pas la valeur du potentiel en un point, mais elles intègrent en quelque sorte la chute de potentiel dans tout un espace; l'auteur montre qu'il faut employer des sondes recouvertes de verre, sauf sur un dixième de millimètre à leur extrémité; le métal de la sonde est d'ailleurs sans influence.

Parmi les résultats les plus intéressants, citons les suivants :

1° Il se produit, à la limite de l'espace noir cathodique et l'espace noir de Faraday, une très notable chute de potentiel, qui varie entre 25 et 60 volts. Celle-ci est en général plus grande pour les métaux, qui présentent une faible chute cathodique; en outre, elle paraît croître, lorsque l'intensité du courant augmente et lorsque la pression diminue;

2° On est par suite conduit à définir la chute cathodique *normale* comme étant la plus faible valeur de la différence de potentiel entre la cathode reliée à la terre et la limite de l'espace noir cathodique;

3° L'auteur donne les valeurs trouvées pour cette chute cathodique normale. Dans l'argon, elle est identique pour les métaux de même valence. Elle augmente lorsque la valence diminue et est minimum dans le cas de l'aluminium trivalent (100 volts). Les métaux tétravalents, plomb et étain, qui fonctionnent souvent, au point de vue chimique, comme divalents, ont une chute (125,5 volts) voisine de celle du magnésium, du zinc et du cadmium (119 volts). Les métaux du huitième groupe de Mendéleeff (fer, nickel, platine : 151 volts) et les métaux trivalents (antimoine, bismuth : 155,5 volts) se rapprochent des métaux monovalents (cuivre, argent, or : 151 volts). Ce résultat est conforme aux idées de Stark sur les électrons [*Jahrb. d. Rad.*, **5** (1908) 124-155] ;

4° Les phénomènes sont analogues dans l'azote, bien qu'un peu moins nets;

5° Au contraire, dans le cas de l'hydrogène, tous les métaux étudiés et indiqués précédemment présentent, sauf le magnésium, l'aluminium et le platine, deux valeurs de chute de potentiel : une valeur initiale plus faible correspondant à des électrodes fraîchement purifiées; une valeur finale plus élevée quand elles ont déjà été longtemps employées. L'auteur attribue la première valeur à un métal pur, la seconde à un hydrure métallique, qui prend naissance sous l'influence du courant;

6° L'addition d'un gaz étranger à l'argon élève la chute cathodique normale, le moins si ce gaz est de l'hydrogène, le plus si c'est de l'oxygène humide. C'est ainsi que vis-à-vis du zinc 2 pour 100 d'oxygène légèrement humide agit comme 10 pour 100 d'azote ou comme 55 pour 100 d'hydrogène;

[illegible] et trivalents d'une part, pour les métaux di — et tétravalents de l'autre : ce potentiel est d'ailleurs plus élevé pour [illegible]

MARCEL BOLL.

Répartition du champ électrique dans l'espace obscur de Crookes. — ASTON F. W. (*Proc. Roy. Soc.*, 84 [1911], [illegible]). — [illegible] la plupart des expérimentateurs ont trouvé une chute brusque de potentiel au voisinage immédiat de la cathode. M. Aston [illegible] la gaine. La chute brusque observée au voisinage de la cathode résulte de l'emploi de sondes métalliques.

La méthode d'exploration du champ a été celle de déviation d'un faisceau cathodique auxiliaire qui traverse normalement le tube à décharge principal, méthode préconisée et employée par J.-J. Thomson[1]. Sa mise en œuvre [illegible] entre deux plateaux A et B de 12 cm de diamètre (fig. 1),

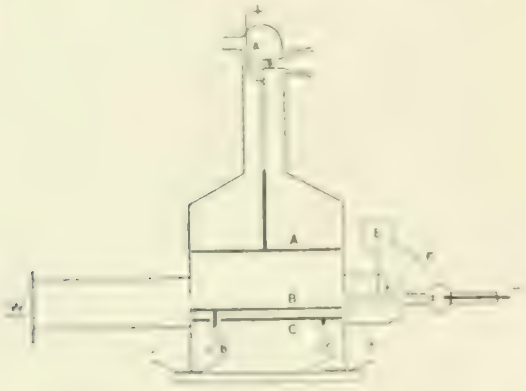


Fig. 1.

[illegible] cathode est un gros fil d'aluminium, de 1,5 mm. de diamètre, qui est parfaitement dressé à l'émergence d'un tube de [illegible] le la cathode est percée d'un trou de 2 mm et l'autre, [illegible] le champ électrique [illegible] Avec le grand tube [illegible] l'espace obscur. Avec le petit tube [illegible]

[1] [illegible]

rence de potentiel entre les électrodes qui a pu descendre au-dessous de 500 volts. Toutefois pour obtenir un faisceau homogène et régulier de rayons cathodiques formant une tache nette sur l'écran fluorescent placé au bout d'un tube de 28,5 cm. de longueur, on a dû utiliser une remarque faite par hasard après un grand nombre d'essais infructueux : une pointe F reliée au sol et à l'anode déverse constamment sur l'ampoule le flux d'une décharge en aigrette ; le faisceau cathodique devient aussitôt d'une régularité parfaite à condition de régler la distance de la pointe suivant les conditions atmosphériques. Toutefois l'intervalle de pression dans lequel un tube à décharge donné permet d'opérer est très restreint et pour pouvoir faire varier dans des limites suffisamment larges l'espace obscur il faut modifier graduellement les dimensions du tube à décharge secondaire.

La tache fluorescente fournie par les rayons cathodiques après un parcours de 40 cm pouvait être située à 0,1 mm. près.

La figure 2 reproduit une des séries de lectures faites.

Pour obtenir la différence de potentiel totale entre la cathode et la gaine négative il suffit de mesurer l'aire com-

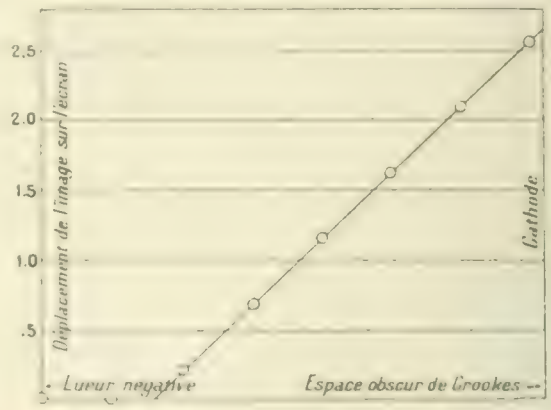


Fig. 2.

prise entre la courbe des forces électriques et l'axe des abscisses, aire qui est exprimée par le produit de la force électrique à la surface de la cathode par la demi-épaisseur de l'espace obscur. Toutefois pour obtenir la force électrique à la surface de la cathode d'une manière exacte d'après les résultats expérimentaux il faut tenir compte de la courbure du rayon cathodique à travers l'espace obscur, ce que l'on peut faire très simplement en partant de l'équation du mouvement d'un électron

$$\frac{M d^2 x}{dt^2} = \text{[illegible]} \quad D = x.$$

[illegible] la cathode, D l'épaisseur de l'espace obscur et g le champ électrique à l'unité de distance de la gaine. Voici les nombres obtenus de cette manière, comparés à la différence de potentiel totale entre les électrodes. On voit que bien que le voltage (et avec lui le courant à travers le tube) ait varié dans un large intervalle, la chute de potentiel calculée ne diffère jamais de la différence de potentiel appliquée au tube de plus que ce que la précision des expériences permet d'attendre ; à la vérité la chute de potentiel calculée est toujours un peu moindre [illegible] approximation, de la chute de potentiel anodique indiquée par Skinner.

[illegible] de l'équation $\frac{\text{[illegible]}}{\text{[illegible]}}$ [illegible] de cal-

	Hydrogène				Air	Oxygène				Air
Chute de potentiel totale le long de l'espace obscur (calcul . . . . .)	270	569	556	595	590	442	495	602	640	
Différence de potentiel entre les électrodes . .	265	575	550	610	585	445	495	610	620	

culer la densité électrique ρ. Tout le long de l'espace obscur ρ est constant et positif. L'espace obscur est donc une région d'électrisation positive uniforme. Cette électrisation cesse brusquement dans la gaine négative où l'électrisation est nulle. L'excès d'électricité positive dans l'espace obscur

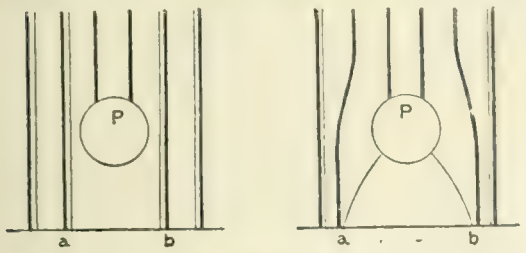


Fig. 5.

fait prévoir que l'emploi des sondes métalliques n'y est plus légitime. Il est facile de comprendre pourquoi elles donnent l'illusion d'une chute brusque de potentiel au voisinage de la cathode. La sonde P (fig. 5) placée dans l'espace obscur reçoit plus d'électricité positive venant de la gaine que de négative partie de la cathode, car elle protège la région *ab* de la cathode, qui cesse d'émettre des rayons cathodiques; elle se charge donc positivement, dévie les rayons positifs venant de l'espace obscur et agrandit l'espace *ab*, jusqu'à ce que son potentiel positif soit devenu suffisant pour dévier et amener sur elle les corpuscules négatifs émis par la cathode en dehors de l'espace *ab*. Comme le potentiel d'équilibre entre la sonde et la cathode dépend seulement des quantités *relatives* d'ions positifs et d'ions négatifs en mouvement, il doit être indépendant de la pression du gaz et de la densité de courant. Ainsi se trouvent expliqués les caractères attribués à la « chute cathodique ».

L. Dunoyer.

Recherches sur les tubes à vide sans électrodes (Tubes à électrodes extérieures). — Bruch (H.) [*Ann. d. Phys.*, **33** (1910) 1116-1158]. — L'auteur s'est proposé d'étudier quantitativement les phénomènes dans les tubes à vide sans électrode, phénomènes qui ont fait déjà l'objet de recherches de Melander (1886), puis surtout de J.-J. Thomson, de H. Ebert et de E. Wiedemann. Le dispositif expérimental utilisé est celui qui a servi à W. Lessing dans son étude sur la décharge alternative dans les tubes à électrodes intérieures; il est basé sur l'emploi d'un contact tournant monté sur l'arbre d'un alterno-moteur synchrone (Joubert).

Les principaux résultats ont été les suivants :

1° Les phénomènes de décharge dans les tubes sans électrode présentent de grandes analogies avec la décharge alternative dans les tubes à électrodes intérieures.

2° Dans ces deux phénomènes, l'allure de la courbe des potentiels de décharge en fonction de la pression est très analogue : cette courbe passe par un minimum pour une pression d'environ 0,5 mm. de mercure, qui correspond à un potentiel explosif de 550 volts; le potentiel croît ensuite en gros linéairement avec la pression et atteint 1700 volts pour 15 mm. de pression.

3° Dans les tubes sans électrode, le courant est en avance sur la tension E; il varie dans le même sens que $\frac{dE}{dt}$.

4° Les chutes cathodique et anodique présentent des allures analogues pour tous les isolants; la rigidité diélectrique des gaz intervient naturellement. Ces diverses courbes prouvent l'existence de décharges discontinues, puisqu'il se produit alors une augmentation dans la chute anodique et une diminution dans la chute cathodique. Cette influence dépend d'ailleurs du nombre des décharges : elle croît avec celui-ci; la chute cathodique se trouve moins modifiée que la chute anodique.

5° La chute anodique dans les isolants a la même valeur que dans les métaux, soit environ 50 volts.

6° La chute cathodique dans le verre est de l'ordre de 140 volts. Dans la cire à cacheter et dans la gomme dure, elle est environ de 260 volts, c'est à-dire du même ordre de grandeur que dans les métaux.

7° Enfin, pour le maximum de tension (4000 volts), la variation de potentiel est analogue à celle qui se produit dans les tubes à électrodes intérieures. Marcel Boll

Étude de quelques propriétés spectroscopiques et électriques de l'arc entre métaux. — Fabry (C.) et Buisson (H.) [*Jour. de Phys.*, **9** (1910) 929-959]. — Les conclusions des auteurs sont les suivantes :

L'arc électrique consiste en un passage de courant à travers un gaz dans des conditions particulières dont nous allons rappeler la théorie.

La conductibilité électrique d'un milieu gazeux nécessite la présence d'ions dans ce milieu. Suivant leur provenance, on a tel ou tel mode de conduction.

Lorsque les ions sont engendrés par une cause extérieure (rayons X, lumière ultra-violette, rayonnement des corps radio-actifs, etc.), on a un courant essentiellement dépendant de cette cause d'ionisation, disparaissant avec elle, et susceptible de se produire sous les différences de potentiel les plus faibles.

Lorsqu'aucune cause de ce genre n'intervient, les ions nécessaires à la conduction ne peuvent être engendrés que par le mécanisme même du passage du courant. Il y a deux cas différents :

1° La décharge ordinaire (par exemple à travers un tube de Geissler) dans laquelle les ions sont produits par choc, dans le gaz lui-même. Il est facile de voir que, pour que le courant se maintienne, il faut que les ions des deux signes produisent l'ionisation par choc; cela n'a lieu, pour les ions positifs, que dans des champs intenses. C'est à cause de ce fait que la décharge de cette espèce exige des tensions de quelques centaines de volts au moins;

2° L'arc, dont la particularité caractéristique consiste en ce que les ions négatifs sont émis par la cathode portée à haute température. La nécessité d'ionisation par les ions positifs est ainsi supprimée, et il n'est plus nécessaire que le champ atteigne une aussi grande valeur. Le mécanisme est alors celui-ci : des ions négatifs sont émis par la cathode; ceux-ci, dans leur chemin vers l'anode, produisent par choc des ions positifs, ce qui n'exige pas un champ bien intense. Les ions positifs ainsi formés bombardent la cathode et la maintiennent à la haute tempéra-

[illegible] On voit que [illegible] la cathode doit être rapprochée [illegible] : lorsque l'arc est [illegible] le dégagement porte sur la [illegible] de l'anode, dans le voisinage de la cathode. [illegible] Le haute température de la cathode est [illegible] nécessaire : il est impossible d'obtenir un arc [illegible] cathode froide. C'est aussi [illegible] 600 par cette [illegible] cathode solide et un [illegible] cathode, tandis qu'il peut [illegible] est l'anode.

[illegible] de l'émission des électrons, les divers [illegible] tout très différemment. L'émission [illegible] avec le charbon, peut exister à [illegible] températures très élevées qu'il peut supporter. [illegible] par les oxydes métalliques, tandis qu'elle est beaucoup moindre pour les métaux. [illegible] sur les propriétés des divers arcs. L'arc avec une cathode de charbon est toujours stable, quelle que soit l'atmosphère environnante. Au contraire, [illegible] d'oxyde existe sur la cathode; l'arc cesse d'être stable si, [illegible] pas se former (tiges de fer propre dans le vide) ou se détruit d'elle-même (arc dans l'hydrogène). Il semble, toutefois, y avoir exception pour les métaux très volatils : on sait que l'arc peut subsister dans le vide avec une cathode [illegible] (Dunn, Cooper Hewitt) ou avec une cathode en zinc : le métal se volatilise rapidement.

Au voisinage immédiat de la cathode, il faut que les ions positifs aient une vitesse suffisante pour maintenir celle-ci, [illegible] le champ électrique doit y avoir une valeur plus grande que dans le milieu de l'arc. On a vu que, dans cette région, sont toujours émises les raies d'étincelle du métal.

D'autre part, il est nécessaire que les électrons, au moins [illegible] des ions positifs. Ce phénomène aura lieu principalement au voisinage de l'anode, où doit aussi exister un champ intense. [illegible] d'étincelle du métal (premier régime, dans lequel l'ionisation [illegible] métallique) soit le spectre du gaz ambiant (second régime, [illegible]).

Il est facile de comprendre que la dépendance entre la [illegible] plexe, la composition de l'atmosphère dans laquelle se produit le courant, sa température, la mobilité des ions, tout [illegible] bases que le phénomène peut devenir relativement simple.

L'accroissement de tension en fonction de la pression [illegible]

Conductibilité électrique du quartz non conforme à la loi d'Ohm. — Chapochnikoff (A.) [illegible] 42 (1910, 516.[illegible]). [illegible] 6 [illegible] perpendiculaire [illegible] cette lame, [illegible] à l'une des [illegible]

mètre; on trouve alors que le courant mesuré par celui-ci n'est pas proportionnel à la tension. En réalité, les résultats doivent se présenter sous une forme plus compliquée : on sait, en effet, qu'en établissant une différence de potentiel entre les deux armatures d'un condensateur rempli d'une substance telle que le verre ou le quartz, il y a d'abord un courant de charge instantané, puis un courant résiduel qui baisse lentement pour atteindre finalement une valeur-limite correspondant à la conductibilité ohmique. La méthode de l'auteur consistait à mesurer la déviation acquise par l'électromètre pendant un temps t bien défini, une seconde par exemple. L'électromètre était mis dans le circuit soit aussitôt après l'établissement du champ entre les armatures du condensateur, soit un temps défini t' après; les contacts nécessaires se faisaient toujours automatiquement, à l'aide des oscillations d'un pendule massif; les champs allaient jusqu'à 70.000 volts par cm. Si on porte en abscisses les différences de potentiel, et en ordonnées

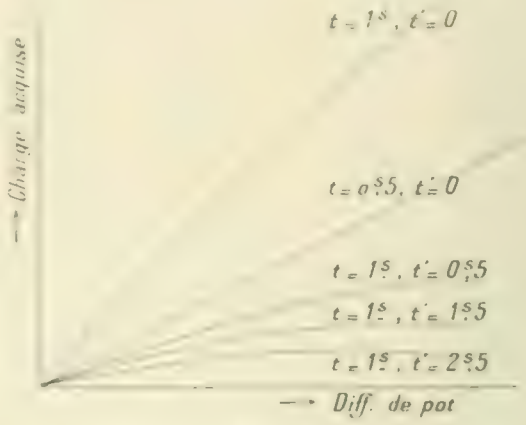


Fig. 1.

les charges acquises par l'électromètre, on constate que les courbes ont la même forme que dans le cas d'un gaz ionisé; mais leur courbure augmente avec le temps ($t - t'$) pendant lequel la lame de quartz reste soumise à la tension; ainsi, en faisant $t - t' = 0,5$ sec, on a obtenu une droite; pour $t - t' = 5,5$ sec, il y a « saturation » à partir de plusieurs centaines de volts, pour une épaisseur de la lame égale à une fraction de millimètre. Il est probable que pour des temps aussi courts que ceux dont il s'agit ici, le courant résiduel n'ait pas encore cessé complètement, et qu'on ne mesure par conséquent pas la valeur limite correspondant à la conductibilité vraie de la substance; mais il est intéressant de constater que les théories existantes du courant résiduel ne permettent pas de prévoir un effet de saturation, car, d'après ces théories, le courant [illegible] proportionnel à la tension. L'auteur s'est demandé si ses résultats ne s'expliquaient pas par l'existence d'une polarisation analogue à celle des électrolytes, c'est-à-dire par la naissance d'une force contre-électromotrice; il trouve, par des expériences spéciales, que cette explication est peu probable; par contre, certaines particularités du phénomène ne semblent pouvoir s'expliquer que par l'hypothèse [illegible] conductibilité [illegible] à celle des gaz [illegible]

L. [illegible]

Sur la conductibilité dissymétrique des électrolytes dans le cas d'électrodes inégales. — [illegible] Beschus (N.) [illegible]

phys., **42** (1910) 545-547). — L'auteur rappelle un certain nombre d'expériences, anciennes ou récentes, sur les effets de soupape dans les électrolytes ou dans les gaz ionisés, c'est-à-dire sur les cas où le courant, à f. é. m. égale, est plus grand dans un sens que dans l'autre. La conclusion générale est que, dans les électrolytes comme dans les gaz, il faut distinguer deux cas, suivant que la f. é. m. est faible ou grande; dans le premier, le courant est plus fort lorsque l'anode est une pointe et la cathode une lame; dans le second, c'est le contraire qui a lieu. Les expériences sur l'ionisation par les fils incandescents peuvent aussi être mises en harmonie avec ces résultats.

L'explication que propose l'auteur consiste à considérer l'émission d'électrons négatifs par les électrodes; tant que la température de celles-ci n'est pas très différente, une lame émet plus d'électrons qu'une pointe, et le courant passe de préférence de la pointe à la lame; mais quand le courant devient très intense, la pointe s'échauffe et donne naissance à un courant d'électrons prédominant. Des effets secondaires peuvent toutefois compliquer le phénomène.

L. Kolowrat.

Atomistique

La vibration mécanique de l'atome. — Sutherland (W.) (*Phil. Mag.*, **20** (1910) 557-660). — L'auteur appelle vibrations mécaniques de l'atome celles que l'on peut calculer sans considérer directement les propriétés électriques de l'atome, bien que d'ailleurs ces vibrations ne diffèrent pas par leur nature, d'après ses travaux antérieurs, des vibrations électriques.

Si l'on remplace l'atome par un cube circonscrit de même masse m, de densité uniforme ρ, on peut avoir une valeur approchée de la période fondamentale de l'atome en considérant l'état vibratoire dans lequel deux faces parallèles du cube sont au milieu des deux internœuds consécutifs. Si la rigidité de la matière fictive qui remplit ce cube est N, la vitesse de propagation à travers le cube d'une simple distorsion sans changement de volume est $(N/\rho)^{\frac{1}{2}}$, la période est donc $2R/(N/\rho)^{\frac{1}{2}}$, en appelant R le diamètre de l'atome; et la longueur d'onde dans l'éther avoisinant, en dehors du cube, sera

$$\lambda = \frac{2c\,R\,\rho^{\frac{1}{2}}}{N^{\frac{1}{2}}} \qquad (1)$$

en appelant c la vitesse de la lumière.

L'intérêt de ce travail consiste dans la comparaison des longueurs d'onde infra-rouges trouvées récemment par Rubens et ses élèves, pour les composés halogénés des métaux alcalins, avec celles que l'on peut déduire de cette formule. Mais pour faire cette déduction, il faut transformer la formule précédente, en tenant compte des formules établies par l'auteur dans divers mémoires antérieurs[1] (la connaissance de tous les mémoires de M. Sutherland est généralement nécessaire pour suivre dans le détail chaque nouveau travail). On arrive ainsi à la comparaison suivante

	NaCl	KCl	KBr	KI
λ calcul. . .	425μ,3	505μ,6	636μ,9	754μ,9
λ exper[2].	51μ,7	65μ,4	82μ,5	96μ,4
Rapport. .	8,25	7,97	7,98	7,85

1. *Phil. Mag.*, 7 (1907) 417. — 19 (1910). — *Le Radium*, 7 (1910) 118.

2. Rubens et Hollnagel. *Phil. Mag.*, 19 (1910) 761. — *Le Radium*, 7 (1910) 185.

La longueur d'onde dedaite de la vibration mécanique calculée est donc très sensiblement de trois octaves en dessous de la plus grande longueur d'onde mesurée jusqu'à présent. Il est à remarquer que la longueur d'onde fondamentale prévue par cette théorie pour LiF, c'est-à-dire 315,5 μ est seulement de une octave et demie environ au-dessous de la plus grande longueur d'onde mesurée par Rubens et Hollnagel sur KI.

Pour passer de la longueur d'onde fondamentale de l'atome-cube, calculée par la formule (1) à celle d'une molécule composée, M. Sutherland additionne tout simplement les longueurs d'onde calculées pour les atomes composants. Il donne, à ce propos, les longueurs d'onde fondamentales des atomes de Li, Na, K, Rb, Cs, F, Cl, Br, I, qui sont respectivement en microns : 19,12 — 70,69 — 151,0 — 286,2 — 440,5 — 294,2 — 551,6 — 595,9 — 605,9. Pour justifier cette règle d'additivité, il invoque l'analogie de deux tuyaux sonores mis bout à bout, dont l'ensemble possède une longueur d'onde fondamentale égale à la somme des fondamentales de chacun d'eux — quand ils sont remplis du même gaz. Mais que se passe-t-il quand les gaz sont différents? L'auteur renvoie également à divers mémoires antérieurs où une règle d'additivité analogue a été établie[1].

L. Dunoyer.

Relation entre la densité, la température et la pression des substances. — Kleeman (R. D.), (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 525-541). — Nouveaux développements de la théorie de l'auteur, fondée sur la loi d'attraction moléculaire :

$$f = \frac{k}{s^2}\left(\Sigma\sqrt{m}\right)^2 + \Phi\left(\frac{s}{r}, \frac{T}{T'}\right) \cdot \frac{\left(\Sigma\sqrt{m}\right)^2}{s^2}$$

dans laquelle Φ est une fonction indéterminée[2]. On a vu qu'en donnant arbitrairement à Φ différentes formes, on arrivait chaque fois à des formules particulières exprimant la chaleur latente L. Par exemple si on pose $\Phi = \left(\frac{s}{r}\right)^3$ (c'est-à-dire f inversement proportionnel à s^2)[3], on a

$$L = \text{const.} \times \left(\sqrt[3]{\rho_1} - \sqrt[3]{\rho_2}\right)$$

ρ_1 et ρ_2 étant les densités du liquide et de sa vapeur saturée, à la température T. A l'aide d'une autre hypothèse sur Φ, on trouvera par exemple :

$$L = \text{const.} \times T \log\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right);$$

en égalant les deux expressions de L, on obtient[4] :

$$B\left(\sqrt[3]{\rho_1} - \sqrt[3]{\rho_2}\right) = T \log\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right),$$

où B doit être une constante pour une substance donnée, à toutes les températures; cette constante doit d'ailleurs être égale à $3\,T_c/\sqrt[3]{\rho_c}$, T_c et ρ_c étant respectivement la température critique et la densité correspondant à cette température. Un calcul effectué pour une série de vingt-deux liquides montre en effet que ces deux affirmations se vérifient d'une façon assez approchée. L'équation qui vient

1. *Phil. Mag.*, **30** : — **32** : — **2**.

2. Voir les analyses, pp. 124-125 de ce volume.

3. Dans la seconde des analyses citées, une erreur m'a fait dire que c'était k qu'on posait inversement proportionnel à s^2.

4. A première vue, il peut sembler étrange qu'on égale ainsi deux expressions de L obtenues dans des hypothèses qui s'excluent mutuellement.

[illegible] équations du même genre [illegible] et la pression.

[illegible] pour L [illegible] à l'aide d'une [illegible], on trouve

$$[illegible]$$

[illegible] cette équation correspond aux [illegible]. Une des conséquences de cette formule est qu'on peut calculer la densité critique d'un liquide si l'on connait sa densité à une température [illegible] et celle de sa vapeur à la même température ; en effet, on trouve :

$$[illegible]$$

Dans la seconde partie du mémoire, l'auteur montre que la loi des états correspondants peut être déduite comme une conséquence de sa théorie ; ceci tient à ce que la [illegible] a la même valeur pour toutes les substances comparées dans les états correspondants. Supposons en effet un liquide en contact avec sa vapeur saturée, et considérons d'abord le cas particulier de l'équation

$$[illegible]$$

[illegible] par les quantités [illegible] réduites n_1, n_2 et m définies par les formules :

$$[illegible]$$

l'équation qui en résulte :

$$[illegible]$$

ne contient que n_1, n_2 et m ; elle ne dépend donc pas de la nature de la substance considérée. Mais comme ρ_1 et ρ_2 [illegible] et que, par conséquent, [illegible] sont des fonctions de m, il faut, en vertu de l'équation ci-[illegible] les mêmes pour [illegible] pour une valeur donnée de la température réduite, tous les liquides ainsi [illegible] ; or, c'est précisément un des aspects de la loi des états correspondants. Ce résultat, démontré pour le cas d'une hypothèse particulière sur la fonction arbitraire Φ, est valable d'une façon générale, sans qu'on ait besoin de [illegible]

$$[illegible]$$

[illegible] pression varie de dp, à température constante. D'autre part [illegible] usage de l'expression générale que la théorie de l'auteur [illegible]

La chaleur de mélange des substances et la distribution des molécules dans un mélange. — Kleeman R. D. *Phil. Mag.*, 21 (1911) [illegible].

Suite du mémoire qui vient d'être analysé. La même théorie est appliquée au cas où plusieurs sortes de molécules sont mélangées ensemble, sans qu'il y ait toutefois formation de molécules nouvelles, comme ce serait le cas pour une combinaison chimique. On admet que la chaleur dégagée ou absorbée par suite du mélange est égale à la variation de l'énergie potentielle correspondant à la force d'attraction désignée plus haut par f. Quoique les molécules d'une substance soient en réalité animées de mouvements rapides, on peut parler d'une certaine distribution moyenne dans l'espace ; dans le cas d'une seule espèce de molécules, ce sera par exemple un arrangement cubique régulier.

Le mélange de deux liquides peut être supposé se faire de la façon suivante. Chaque liquide est évaporé séparément dans une enceinte infiniment grande ; puis le mélange des vapeurs est comprimé jusqu'à ce qu'il se retransforme en liquide. La chaleur absorbée dans la première opération est, pour chacun des liquides, la chaleur latente L, laquelle se présente, d'après la théorie de l'auteur sous la forme :

$$[illegible]$$

ρ étant la densité du liquide, M son poids moléculaire et A une fonction dont la forme dépend de celle de la fonction arbitraire Φ. Pendant la compression du mélange, il se dégagera une quantité de chaleur qu'on calcule d'après une expression semblable à L, mais dépendant à la fois des propriétés des deux espèces de molécules ; la chaleur de mélange cherchée sera égale à la différence des deux quantités de chaleur en question et aura la forme d'une expression générale contenant un certain nombre de fonctions indéterminées.

Une autre formule analogue pourra être obtenue en imaginant certaines membranes ou pistons semi-perméables. Soit par exemple un mélange de deux liquides 1 et 2, enfermé dans un cylindre par deux pistons, l'un à gauche et l'autre à droite, l'un perméable seulement à la vapeur de 1 et l'autre seulement à celle de 2 ; les espaces extérieurs à chaque piston sont supposés fermés par d'autres pistons et sont par conséquent remplis de vapeurs saturées des liquides correspondants. Si l'on produit une dilatation de ces espaces extérieurs, une partie du liquide correspondant [illegible] à travers chacun des deux premiers pistons [illegible] que ceux-ci sont en même temps poussés contre le mélange liquide, de façon à être constamment en contact avec ce dernier. En appliquant à un tel schéma la théorie générale des changements d'état, fondée sur la formule

$$L + p\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right) = T\left(\frac{1}{\rho_2} - \frac{1}{\rho_1}\right)\frac{dp}{dT},$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les densités du liquide et de sa vapeur saturée, et L la chaleur latente intérieure, on arrive à une nouvelle expression générale de la chaleur de mélange. La formule obtenue est appliquée ensuite au cas particulier d'une solution de [illegible], et à celui d'une solution d'un liquide dans un autre.

Il est permis, en première approximation, de poser la [illegible] constante, toutes les [illegible] à une forme explicite qui permet un calcul numérique. Si la valeur ainsi [illegible] avec la valeur expérimentale, on pourra conclure qu'il ne se forme pas de nouvelle espèce de molécules [illegible] par exemple qu'il n'y a pas de for-

mation d'hydrates ni de polymérisation. D'une façon analogue, on pourra voir si dans une solution diluée de molécules 1 dans un solvant 2, une molécule 1 remplace simplement une des molécules 2 dans leur distribution moyenne, ou bien si cette distribution est dérangée par le fait d'introduire des molécules 1. On trouve, par exemple, qu'il y a remplacement simple pour une solution diluée des gaz NH_3, HFl, HBr, HI dans l'eau, tandis que l'arrangement des molécules varie probablement pour une solution de CO_2, de HCl ou de Cl_2. L. KOTOWSKI.

Vitesse finale de chute des petites sphères dans l'air sous pression réduite. — Mac-Keehan (L. W.) [*Phys. Rev.*, (1911) 541]. — On sait que Cunningham a montré que la formule de Stokes devait être corrigée dans le cas où le libre parcours des molécules n'est pas négligeable vis-à-vis du rayon de la sphère. Il faut multiplier d'après cet auteur la vitesse calculée en appliquant la loi de Stokes par le facteur

$$\left(1 - 1.65\,\frac{l}{a}\,\frac{1}{2-f}\right)$$

où l est le libre parcours, a le rayon de la sphère, f le rapport du nombre de chocs des molécules contre la sphère, dans lesquels elles subissent une réflexion régulière, au nombre total de chocs.

Les expériences faites par l'auteur avec des sphères de cire de 5.10^{-3} cm — 2.10^{-3} cm de rayon montrent que cette relation ne se confirme pas. Cependant un facteur empirique $\left(1 + \frac{h\,l}{a}\right)$ paraît représenter bien les faits observés.

L. WERTENSTEIN.

Contribution à la théorie du mouvement brownien et applications expérimentales. — Fletcher H. [*Phys. Rev.*, 32 (1911) 251]. — La formule d'Einstein appliquée aux déplacements d'une particule dus au mouvement brownien permet de prévoir la distribution les temps de chute et d'ascension dans des champs de pesanteur et électrique qu'on aurait dû obtenir dans les expériences de Ehrenhaft et Przibram. La distribution ainsi trouvée est en désaccord avec celle fournie par l'expérience. Ceci non seulement explique toutes les irrégularités trouvées par Ehrenhaft et Przibram pour la valeur apparente de la charge atomique; mais encore indique une méthode nouvelle pour l'étude du mouvement brownien.

J. SAPHORES.

Sur le diamètre rectiligne de l'oxygène. — Kammerlingh Onnes (H.) et Mathias (E.). [*Proc. Roy. Acad. Amsterdam*, (1911) 959-956]. — Dans l'introduction à ce travail, les auteurs rendent compte de l'orientation générale des travaux, qui sont poursuivis actuellement au laboratoire du Froid de Leyde. Ces recherches ont pour but de compléter notre connaissance d'équation d'état générale, par l'étude des substances simples à température critique basse. On sait que l'équation d'état réduite des substances ordinaires s'écarte sensiblement de l'équation théorique de van der Waals. On pouvait espérer que les gaz difficilement liquéfiables, dont la structure paraît plus simple donneraient une meilleure concordance avec la théorie. La question ne peut pas encore être considérée comme résolue; cependant les résultats obtenus jusqu'ici montrent que l'équation réduite des gaz difficilement liquéfiables se rapproche davantage de la relation théorique. Ce rapprochement est plus grand pour l'hydrogène que pour l'oxygène ou l'azote; quant à l'hélium dont la constitution monoatomique, paraît rendre légitime le mode de déduction de van der Waals, ce corps, si difficilement liquéfiable, paraît constituer le cas limite idéal.

La présente communication est consacrée à la question de savoir si le diamètre de l'oxygène est rectiligne. La demi-somme de densités d'un liquide et de sa vapeur, en équilibre est pour les substances ordinaires une fonction linéaire de la température. Il était important de savoir s'il en était ainsi pour les substances difficilement liquéfiables, d'autant plus que la théorie de van der Waals rattache l'existence du diamètre rectiligne à la nature même de l'état liquide.

Les auteurs ont résolu pour l'oxygène cette question dans le sens de l'affirmative. Le choix de l'oxygène s'imposait à cause de l'étendue thermométrique du domaine étudié (— 275 jusqu'à — 118°). Cette étendue est très grande si l'on considère les températures réduites (0,5 — 1), qui en vertu du principe des états correspondants sont les seules intéressantes dans la question.

Pour déterminer les densités de deux sortes, les auteurs se sont servi, dans toute l'étendue des températures, d'un même dilatomètre (fig. 1). Ce dilatomètre qu'on plongeait dans un bain cryogénique, se prolongeait vers le haut en une tige divisée et calibrée $(d_c - d_e)$ à laquelle était adapté un tube étroit en acier, terminé par un robinet à pointeau. Au dilatomètre était soudé dans sa partie inférieure un petit appendice capillaire divisé et calibré d_a. Pour les mesures, les auteurs ont combiné la méthode dilatométrique, de masse constante, à la méthode pykno-métrique, de volume constant. Dans les deux cas, on prend ou bien très peu de liquide (dans l'appendice d_a) et beaucoup de vapeur, ou bien très peu de vapeur (dans la tige $d_c - d_e$) et beaucoup de liquide. Dans la première méthode on laisse le robinet fermé et on suit les variations du volume du liquide, quand on fait varier la température du bain. Dans la deuxième méthode, on s'efforce de laisser le niveau du liquide constant, et on mesure la quantité de gaz qu'il faut laisser s'échapper du dilatomètre, pour une élévation de température donnée, afin que le volume reprenne la même valeur. La masse du gaz échappé est déterminée volumétriquement au moyen d'un voluménomètre de grande précision. La température du bain était mesurée à l'aide d'un thermomètre à résistance de platine. On employait l'oxygène liquide pour constituer un bain entre — 217° et — 185°, le méthane liquide entre — 185° et — 167° et l'éthylène liquide entre — 167° et — 120°.

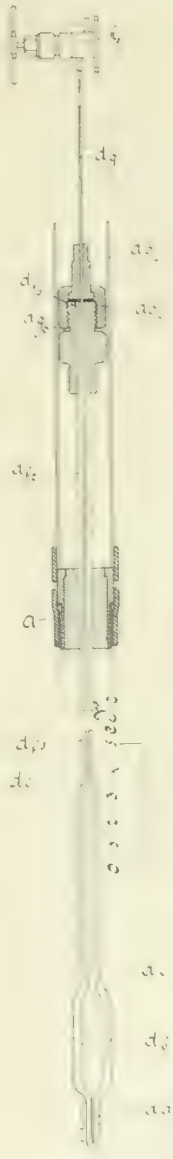


Fig. 1.

On préparait l'oxygène, en décomposant par la chaleur le permanganate de potasse pur. Cet oxygène était purifié par distillation répétée. Pour remplir d'oxygène le dilatomètre, on y distillait le gaz, venant d'un récipient en cuivre, plongé dans l'air liquide. Si la température du

[illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

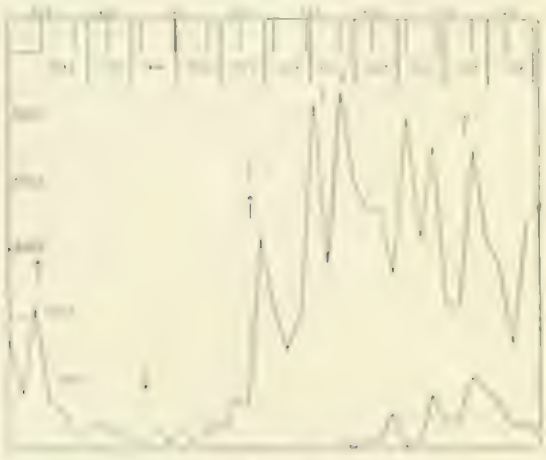
[illegible]

Il convient de remarquer que la densité critique calculée [illegible]

J. Wannemacher.

Phénomènes cosmiques

Sur la périodicité des taches solaires. — Schuster (A.) [illegible]



[illegible]

[illegible] calculées pour les périodes de 4,76 et 4,58. J. Dantzy.

Sur les conséquences régulières d'une réfraction irrégulière dans le Soleil. — Julius (W. H.). [illegible] 38 (1909) 177-189.

L'auteur dans cette étude s'occupe exclusivement de l'influence exercée par le mélange gazeux de l'atmosphère solaire à pouvoir absorbant sélectif. Il établit la règle suivante :

« Une région relativement petite de l'atmosphère solaire, à l'intérieur de laquelle la densité est maximum et qui se projette exactement sur le disque solaire, paraîtra plus sombre que son entourage [illegible] au centre du disque, et peut paraître plus claire que son entourage du côté dirigé vers le centre du disque, à condition que la distance du centre ne soit pas trop petite. Lorsque la région de densité minima se projette près du centre du disque : elle paraît entourée d'une zône plus sombre. »

Si la densité optique est nouvelle, les effets observés sont en sens inverse.

Dans le but de vérifier ces règles les expériences suivantes ont été exécutées. La densité à 15° d'une solution saturée de Na Cl étant de 1,204, comme celle d'un mélange de 78 parties [illegible] 22 parties [illegible] du premier liquide reste en suspension dans l'autre liquide, et s'y dissout lentement. La solution de glycérine a pour [illegible] la solution de [illegible] 1,58, dans la région de diffusion se produira donc une chute de densité optique. Il est possible d'imiter avec les deux liquides la réfraction irrégulière de l'atmosphère solaire. Derrière une petite cuve contenant le liquide, on met un diaphragme circulaire recouvert d'un verre dépoli, qui éclairé par une lampe à arc formera une source lumineuse circulaire, dont l'intensité ira en diminuant du centre aux bords. La cuve contenant un liquide, on ajoute une goutte de l'autre liquide. Les deux règles se vérifient, les gouttes se transforment [illegible] sombre. Une région à plus grande densité optique se trouve dirigé sur le centre de la [illegible] on [illegible] que la diffusion [illegible] les gouttes [illegible]

Si [illegible] des tourbillons dans l'axe desquels la densité est minima, la réfraction dans une telle région doit être comparable à [illegible] faisceau lumineux verticalement dans la cuve pour observer au centre du disque lumineux des taches très sombres, dès que la ligne visuelle fait un angle suffisamment petit avec les larges surfaces du niveau cylindrique des régions non homogènes. Si la région réfractée est située loin du centre du disque, elle montre un bord clair du côté dirigé vers le centre. [illegible] l'obscurité des taches et dans la distribution de la lumière dans leur voisinage qu'une conséquence de la réfraction. L'explication de l'ombre et de la pénombre des taches solaires repose seulement sur l'hypothèse que les gradients de [illegible]

[illegible]

des phénomènes observés par Fabry et Buisson, sans faire intervenir la pression dans les gaz solaires.

Ed. Salles.

Sur l'ordre dans lequel se suivent les formes chimiques dans les spectres des étoiles. — Lockyer (N.) [*Proc. Roy. Soc.*, **84** (1910) 426-455]. — Par formes chimiques M. Lockyer entend « les groupements moléculaires envisagés par lui il y a 40 ans ou groupements corpusculaires, devrait-on peut-être dire après les découvertes récentes de J. J. Thomson, Becquerel, Curie, Ramsay, Rutherford et autres », associés à un groupe

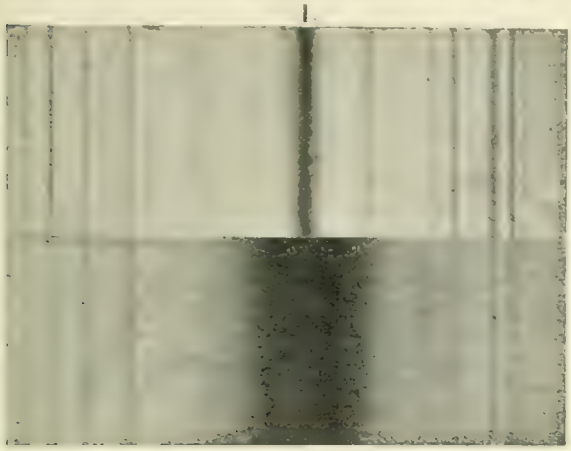


Fig. 1.

spécial de lignes rendues, par un accroissement de température, visibles ou plus brillantes, dans le spectre d'un élément, et qui, dans le spectre d'une étoile, manifestent la présence de cet élément sans les complications qu'amènent les basses températures ».

Quant à la manière dont l'auteur classe les éléments par ordre de températures décroissantes et les étoiles de la même façon, elle semble passablement arbitraire. Il est vrai que l'extraordinaire brièveté des explications rend assez difficile d'apprécier les raisons sur lesquelles il s'appuie et le sens exact des diagrammes reproduits.

On sait que pour M. Lockyer il y a des étoiles dont la température va en croissant, tandis que d'autres étoiles se refroidissent ; les premières sont orangées et jaunes et les autres rouges, la température la plus haute correspondant au blanc. Dans les deux catégories, les étoiles de même température ne diffèrent que par leurs degrés différents de condensation. Ci-joint la reproduction de la raie H_β de l'hydrogène dans les deux types d'étoiles. L. Dunoyer.

Recherches sur la nature des couches supérieures de l'atmosphère. — Wegener (A.). — [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 170-178; **12** (1911) 214-222]. — Les recherches de Teisserenc de Bort ont montré que lorsqu'on s'élève au-dessus de la surface du sol, la température ne diminue pas indéfiniment. A partir d'une hauteur de 11 km la température demeure stationnaire au voisinage de —55° C. On atteint la *couche isotherme* ou *stratosphère*, qui est séparée de la couche inférieure ou *troposphère* par une surface de discontinuité nette. Les courants d'air ascendants ne dépassent pas cette surface. De fait la composition de l'air au delà de 11 km de hauteur n'est plus réglée que par la loi des dénivellations barométriques, tandis que la couche inférieure paraît de composition à peu près constante à cause des remous aériens qui l'agitent sans cesse. La surface de séparation à une hauteur de 11 km peut être mise en évidence directement soit par l'observation des arcs crépusculaires inférieurs soit par celle des éruptions volcaniques. Les colonnes de fumée qui sortent des volcans s'élèvent verticalement jusqu'au sommet de la troposphère où elles s'élargissent sans pénétrer dans la stratosphère.

M. Wegener estime qu'à la hauteur de 70 km l'atmosphère terrestre présente une nouvelle discontinuité. Cette discontinuité est mise en évidence d'abord par l'observa-

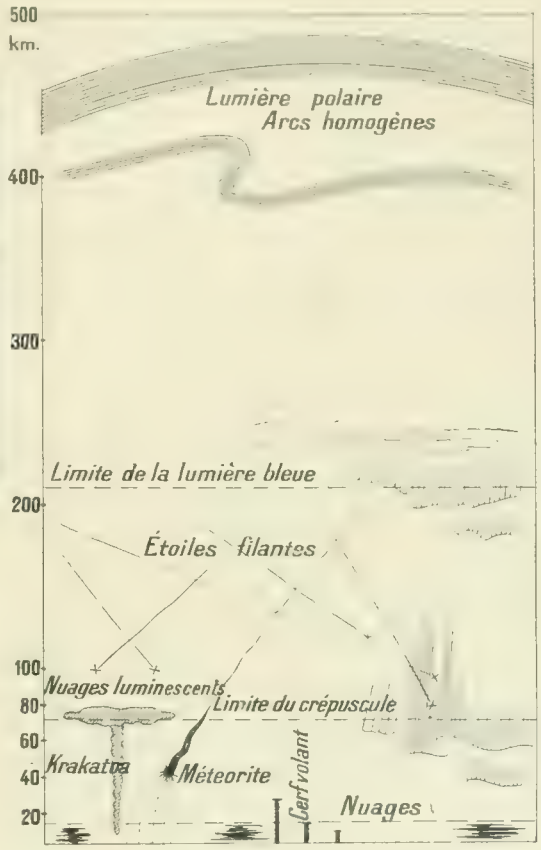


Fig. 1.

tion des arcs crépusculaires principaux. Les mesures faites dans les pays les plus divers montrent une remarquable concordance dans la hauteur moyenne des arcs crépusculaires (surtout le matin). Cette hauteur correspond à 17°,4, ce qui fait une altitude de 74 km. De plus, on connaît les observations fameuses de nuages luminescents faites de 1885 à 1887. Il est très généralement admis que ces nuages, aujourd'hui disparus, étaient dus aux produits formés par l'éruption du Krakatoa (1883). Cette éruption, la plus violente des temps historiques, a pu donner lieu à une projection importante de gaz hydrogène. A la différence des fumées volcaniques ordinaires, ce gaz très léger a traversé le stratosphère, et en se combinant avec l'oxygène de l'air, il a pu donner lieu à des nuages visibles la nuit à une altitude de 70 km environ. Cette explication est très compatible avec ce qu'on peut supposer des tensions de vapeur d'eau dans la haute atmosphère. Enfin il est un autre argument en faveur de l'existence d'une nouvelle discontinuité de l'atmosphère à la hauteur de 70 km. Nous voulons parler des curieux phénomènes sonores, observés lors de l'explosion de dynamite au chemin de fer

[illegible] 70 km environ.

[illegible] 70 km. Les exemples précédents apprennent seulement que le changement de composition doit être brusque. Pour se faire une idée de la composition de l'air aux très grandes altitudes, on peut partir de ce [illegible] appliquer à chacun des constituants de l'air la loi du nivellement barométrique. Il est visible que l'azote et les autres gaz lourds ne pourront intervenir qu'à l'état de [illegible] seuls gaz à envisager ici. Le calcul montre que, lorsqu'on [illegible] constituée principalement d'azote, devient principalement constituée d'hydrogène. La transformation est relativement brusque à cause du grand écart relatif entre le poids atomique de l'hydrogène et celui de l'azote.

La sphère d'hydrogène est le siège principal des météores. Les étoiles filantes s'allument à une hauteur moyenne de 120 km et s'éteignent vers 80 km. Leur incandescence est due au frottement énorme qu'elles subissent dans un gaz relativement visqueux comme l'hydrogène. Il arrive exceptionnellement qu'elles atteignent la sphère inférieure riche en azote : là l'incandescence se transforme en explosion, et de fait toutes les explosions de météores ont été observées à des altitudes relativement basses (entre 4 et 40 km). Ajoutons que le spectre lumineux des météores incandescents se compose essentiellement du spectre de l'hydrogène.

[illegible] M. Wegener [illegible] 200 km et [illegible] 300 km. Son existence est mise hors de doute par les phénomènes bien connus de l'aurore polaire. L'aurore polaire (arc tranquille) a son [illegible] d'azote. C'est ce qui résulte du fait que les rayons polaires les plus bas présentent souvent le spectre de l'hydrogène, le spectre de l'air, les spectres positif et négatif de l'azote. [illegible] l'existence d'une atmosphère très raréfiée s'étendant bien [illegible] le géocoronium s'étende jusqu'à l'atmosphère solaire et [illegible] distribuées sur le globe, suivant une loi dépendant de celle qui [illegible] terre.

position de ces différentes atmosphères seront déterminées à la fois par les lois de l'attraction universelle et par celles des gaz parfaits. Léon Brillouin.

Méthode simple pour la détermination du rayonnement nocturne proposée par K. Angstrom. Angstrom A. K son (*Phys. Rev.*, 32 1911) 211-214. — L'auteur décrit un appareil très simple imaginé par Angtrom pour la détermination du rayonnement total pendant un temps donné.

Fig. 1.

Le principe en est le suivant : une surface noire rayonne de la chaleur et se refroidit, ce refroidissement est compensé par la condensation d'éther sur la surface. On détermine la quantité d'éther condensé, ce qui fournit une mesure de l'intensité du rayonnement pendant un temps donné.

L'instrument, construit en verre, comprend un réservoir supérieur *e* qui sert de vase de distillation et un réservoir intérieur *l* qui se termine à la partie inférieure par un tube gradué de 15 cm *bb*. A la partie supérieure se trouve la surface noircie *s* constituée simplement par la fermeture concave du réservoir *e* étirée en forme de pointe. Cet appareil constitue un vase clos contenant de l'éther. Les parties de verre sont entourées d'une enveloppe de métal poli dont elles sont d'ailleurs isolées par de l'ébonite. On ne laisse dans l'enveloppe qu'une ouverture circulaire au-dessus de *s*.

L'étalonnage de cet instrument montre que pendant un temps donné *t* l'intensité moyenne du rayonnement total est

$$I_m = k \frac{L_t}{t}$$

k est une constante de construction.

[illegible] dans le tube *bb* au bout du temps *t*.

Pour faire ensuite une nouvelle mesure, il suffit de ramener l'éther dans le réservoir *e* en retournant l'instrument. J. Sarmonas.

Aspects plus étendus de recherches sur le magnétisme terrestre. — Bauer L. A. (*Science*, 33 1911 41-54). — [illegible] concernant le magnétisme terrestre, en exprimant ses vues personnelles. Il revient à différents moments sur cette idée, que c'est seulement lorsque nous pourrons expliquer les perturbations magnétiques, que nous pourrons nous faire une idée de la cause du magnétisme terrestre, car les [illegible] terre.

Contrairement à ce qu'on a pensé jusqu'ici, les tempêtes magnétiques ne se font pas sentir au même moment sur tout le globe terrestre, elles ont une tendance à se propager vers l'est, bien que le contraire s'observe; cette propagation a lieu à la vitesse de 100 à 200 kilomètres à l'heure, de sorte que la perturbation mettrait de 5 à 7 minutes pour faire le tour de la terre.

L'analyse mathématique des observations magnétiques faites à divers points de la terre montre l'existence d'un système bien défini de courants électriques dont les effets magnétiques sont suffisants pour déterminer les constantes magnétiques de la terre. Si l'atmosphère est rendue plus conductrice en un point, un nouveau courant prendra naissance, et la direction de ce nouveau courant dépendra jusqu'à un certain point de l'influence du mouvement de rotation de la terre, et du champ magnétique de cette dernière sur les particules électrisées. Si un ion négatif se trouve mis en mouvement à une altitude donnée dans la direction est, le champ magnétique terrestre l'amènera de plus en plus près de la terre, mais l'altitude devenant plus faible, la mobilité diminuera, de sorte que l'influence magnétique, produite par la charge en mouvement sur une aiguille placée sur la terre, s'exercera avec un retard qui s'accentuera quand la charge se dirigera vers l'est. Le contraire aura lieu, quand la charge ira vers l'ouest. On peut donc se représenter ainsi les choses. Par suite d'une raison quelconque, des charges électriques sont mises en mouvement dans toutes les directions, à partir d'un certain point; celles qui ont une composante orientale auront leur vitesse retardée et celles qui en ont une occidentale iront de plus en plus vite, de sorte que l'effet magnétique ne sera pas ressenti au même moment pour deux stations, l'une orientale, l'autre occidentale, ce qui est en parfait accord avec les 58 tempêtes observées de 1882 à 1909. Il semble que le Soleil ait une influence, car l'auteur a remarqué pendant l'éclipse de 1905 une perturbation allant de la Georgie au Maryland, et en relation directe avec la marche du cône d'ombre; cette perturbation ressemblait du reste à la variation diurne. D'autre part les tempêtes magnétiques localisées dans une certaine région ont toujours lieu sur une zone éclairée par les rayons solaires. Quant aux manifestations de l'activité solaire telles que protubérances, taches, elles ne seraient que les causes indirectes des tempêtes magnétiques. Ed. Salles.

Sur l'origine des orages magnétiques. — Schuster (A.) [*Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911) 44-50]. — On sait que les orages magnétiques sont couramment attribués au soleil. Or, déjà en 1892 Lord Kelvin avait montré l'impossibilité de la production de ces orages par une action directe du soleil, en raison des quantités d'énergie par trop formidables qu'il faudrait supposer dépensées par ce dernier. Cette théorie a été renouvelée récemment par l'hypothèse que les rayons magnétiques étaient dus à des émissions soudaines d'électrons par le soleil. Dans la note présente, l'auteur veut montrer que, pas plus que l'ancienne, cette nouvelle hypothèse n'est satisfaisante. Il fait le calcul de l'énergie mise en jeu lorsqu'un certain nombre d'électrons, occupant un volume soit cylindrique soit sphérique, se déplacent suivant une ligne droite avec une vitesse donnée. Il trouve que cette énergie est dans tous les cas supérieure à $\frac{H^2V}{4\pi}$; V étant le volume occupé par les électrons, et H le champ magnétique dû au mouvement de ces électrons au point où il est le plus intense.

Il applique ce résultat à l'orage magnétique du 25 septembre 1909, qui a été étudié par sir O. Lodge. Il prend pour l'énergie d'émission des électrons, l'expression $\frac{1}{2}mNVw^2$; m étant la masse d'un électron, N leur nombre par cm³, V le volume qu'ils remplissent, w leur vitesse d'émission; il écrit qu'elle est supérieure à l'énergie $\frac{H^2V}{4\pi}$ calculée d'après les données de O. Lodge, en supposant de plus que le faisceau d'électrons est cylindrique.

Il est ainsi conduit à l'inégalité

$$\frac{w^2}{u} > 10^{10}$$

u étant la vitesse des électrons, lorsqu'ils sont au voisinage de la terre, et qu'il peut calculer d'après les données de Lodge. Si on admet pour w la valeur la plus grande possible, soit 3.10^{10}, il en résulte que u ne peut dépasser 9 km par seconde. Il s'ensuit que ces électrons mettent au moins un an pour parvenir à la terre, et qu'il ne peut être question d'une action immédiate du soleil sur la terre. En second lieu, ces électrons réagissent les uns sur les autres, de telle façon que leur faisceau s'élargit : par exemple d'après les données précédentes, la force latérale qui agit sur l'un d'eux peut dans la première seconde lui faire parcourir une distance égale à 8 diamètres terrestres. Il en résulte qu'avant d'arriver à la terre, ces électrons seraient suffisamment disséminés pour ne plus avoir aucune action. Enfin un tel faisceau d'électrons devrait profondément modifier le champ électrique de l'atmosphère : or, lors des orages magnétiques les plus intenses, on n'a observé aucune variation sensible de ce dernier.

Toutes ces raisons montrent que l'on doit chercher l'origine des orages magnétiques autre part que dans l'émission d'électrons par le soleil. J. Danysz.

Note sur les ondes électriques qui se produisent dans la nature. — Eccles (W. H.) et Airey (M. H.) [*Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911) 145-150]. — On sait combien la pratique de la télégraphie sans fil est souvent rendue difficile par les perturbations dites spontanées qui viennent mettre en marche d'une manière irrégulière les appareils récepteurs. Ces perturbations sont généralement dites atmosphériques et semblent se rattacher à des causes très variées; on constate en particulier l'arrivée d'ondes solitaires ou de trains d'ondes quand un éclair s'est produit quelque part entre deux nuages ou entre la terre et un nuage. Ces perturbations ont été peu étudiées, bien qu'avant même l'invention de la télégraphie sans fil proprement, dite Popoff[1] ait fait usage d'un long conducteur vertical, comme une tige de paratonnerre, en connexion avec un cohéreur, dans le but de suivre les mouvements des orages à éclairs à travers l'atmosphère. Le problème que MM. Eccles et Morris Airey se sont posés était de savoir si ces perturbations sont dues à des coups de foudre très éloignés ou à des causes extra-terrestres.

L'un d'eux observait à Londres, l'autre à Newcastle, en commençant et en finissant à la même heure. La corrélation des heures de leurs observations était rendue aussi précise que facile grâce aux signaux horaires quotidiens de la Tour Eiffel, ou des stations analogues de Poldhu et de Norddeich. Les deux observateurs enregistraient sur une bande de papier où 6 pouces représentaient une minute, les perturbations qu'ils entendaient, en notant, comme le montre la figure, les grandeurs des perturbations, appréciées au téléphone récepteur. Les observations étaient faites, en général, la nuit de minuit et demi à une heure du matin. On voit qu'un grand nombre des marques faites indépendamment par les deux observateurs coïncident

1. Popoff, *Journ. Soc. Physico-Chim. Russe*, 28-29 (1895-99).

[illegible] Il est vrai qu'avec ce dispositif d'essai, non automatique, il [illegible] qui [illegible] ses [illegible]

[illegible]

Fig. 1.

[illegible] temps T suffisamment long et si l'on dit qu'il y a coïncidence quand les deux marques sont à l'intérieur d'un [illegible]

[illegible]

[illegible] valeurs de N que l'on en déduit pour les diverses séries [illegible]

[illegible]

Quelques déterminations de la conductibilité de l'air dans la Haute Cordillère de Bolivie. — Knoche (W.). *Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 179-182. [illegible] très souvent par des perturbations électrostatiques d'une [illegible]

[illegible]

Recherches sur l'état électrique de l'air dans des grottes et des caves. — Schumann (J.). *Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 14. — L'auteur a [illegible] obtenus semblent contraires à cette manière de voir.

LÉON BRICH.

Sur un changement dans l'intensité du rayonnement pénétrant à la surface de la terre observé pendant le passage de la comète de Halley. — Thomson (A.). *Phys. Rev.*, 1910, [illegible]. — [illegible] pénétrant, très peu importantes : ils prouvent que le rayonnement pénétrant vient du sol. Un effet des expériences faites sur le Lac Ontario prouve que le rayonnement pénétrant y est bien plus faible qu'à Toronto. Bien que ces expériences semblent indiquer la provenance terrestre du rayonnement pénétrant, l'auteur a exécuté une série de mesures pendant le passage de la comète de Halley. La chambre d'ionisation de 50 litres de capacité était installée sur le toit du laboratoire de physique de Toronto. L'électromètre était placé dans une pièce se trouvant immédiatement au-dessous. Des précautions minutieuses étaient prises pour que les appareils soient utilisés dans les meilleures conditions possibles.

Alors que l'ionisation normale était de 50 ions par cm³ cette ionisation a subi deux fois pendant la période du passage de la comète une augmentation importante. Elle a atteint dans l'après-midi du 19 mai et dans la matinée du 21 la valeur de 100-150 ions par cm³.

Étant donné que les appareils étaient en très bon état et que rien n'avait jamais concluté dans l'intensité du rayonnement pénétrant des anomalies aussi considérables, on peut penser avec quelque vraisemblance que la perturbation en question était causée par le passage de la comète.

Toutefois, l'auteur considère cette conclusion comme prématurée, car pour avoir plus de certitude faudrait-il disposer d'une série d'observations de longue période où serait utilisé un dispositif d'enregistrement automatique. L'auteur est en train d'installer un tel dispositif au laboratoire de Toronto.

L. WERTENSTEIN.

La radioactivité des roches. — Gockel (A.). *Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr.*, 7 (1910), 487-527. — L'auteur a entrepris une étude systématique de la radioactivité des roches les plus importantes en vue de vérifier et de compléter les résultats de Strutt, Joly et autres. Il s'est efforcé de faire des mesures absolues comparables entre elles et d'éliminer les différentes causes d'erreur provenant par exemple de l'inégal parcours des divers rayonnements, etc. [illegible] numériques, qui sont rassemblés en des Tableaux très instructifs. Voici les résultats généraux qui semblent se dégager de cette étude :

Les roches éruptives se classent en trois groupes au point de vue de la radioactivité :

A. [illegible] radioactives.

B. Les roches [illegible] semblent presque inactives.

C. Toutes les autres roches éruptives qui sont d'activité moyenne.

L'activité des roches du premier groupe varie dans de très larges limites (1 à 280) sous doute par suite de la présence des minéraux accessoires.

[illegible] les sables quartzeux [illegible] ne [illegible] que le 10% de l'activité du premier groupe.

[illegible] C. [illegible] en général [illegible].

[illegible] beaucoup plus larges limites qu'on ne pouvait l'attendre des mesures d'émanation de Strutt, Joly, etc.

[illegible] provenant peut être de leur teneur en potassium. Pourtant, [illegible] ne [illegible] ne [illegible] [illegible] 1 [illegible] par individu.

LÉON BRICH.

Recherches sur la teneur en radium des roches. — **Buchner** (H.) *Proc. Roy. Soc. Amsterdam*, **13** (1911) 818-819. — Recherches sur la teneur en radium des roches sédimentaires.

Marbre Carrare	$1,5 \cdot 10^{-12}$
Prasco vallée du Po	1,6
Auerbach	1,7
Wilmar Nassau	0,8
Calcaire silurien Kirchelbald Prague	0,7
carbonifère Rotongen Dussel dorf	1,5
trias Sence	0,4
lias Vachingen Wurtemberg	2,1
— crac inféri. Egestof. Hanovre	0,5
éocène Paris	0,8
— Craie diluviale Pietesberg Maestricht	1,5

Il n'existe aucune relation entre la teneur en radium et l'âge géologique.

L'auteur remarque que, si la moyenne des teneurs en radium des roches sédimentaires est moindre que celle des roches ignées, cela tient à la teneur élevée en radium des granits. Les essais ont été faits sur vingt-cinq grammes de matière pulvérisée. Ed. Salles.

Sur le rapport de l'argon à l'azote dans les gaz des sources thermales. — **Walter** (B.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 178-179]. — Utilisant les analyses de Moureu et Biquard, l'auteur a calculé pour un grand nombre de sources thermales le rapport de l'argon à l'azote. Ce rapport est celui auquel on peut s'attendre, dans l'hypothèse où les deux gaz seraient d'origine atmosphérique et se trouveraient présents dans les eaux thermales dans le rapport de leurs solubilités. Léon Bloch.

REVUE DES LIVRES

Précis d'optique, d'après **Drude**, refondu et complété, par **Marcel Boll**, Préface de **Paul Langevin**. (Tome I, 1 vol., 16×25, 574 p., Gauthier-Villars, Paris, 1911. 12 francs.) Voir *Le Radium*, **4** (1905) 212].

Ce premier tome comprend l'optique géométrique et la partie purement cinématique de l'optique physique (optique ondulatoire). Tout en conservant le plan général de l'ouvrage de Drude, M. Boll a été conduit à apporter dans la rédaction des modifications considérables. Il s'est préoccupé surtout de développer ou d'introduire certaines questions considérées comme classiques dans l'enseignement français et que Drude avait négligé de traiter (théorie du prisme, photométrie, spectroscopie, etc.) Les chapitres souvent très compacts du livre allemand ont en outre été subdivisés en paragraphes, et l'adaptateur a eu soin dans son exposition de ne supposer chez le lecteur à peu près aucune connaissance en optique. Ainsi présentée l'œuvre de Drude, devenue plus accessible, semble appelée à rendre des services réels.

L'optique géométrique renferme, après un énoncé des quatre lois expérimentales sur lesquelles elle repose (propagation rectiligne, indépendance des diverses parties d'un faisceau et les deux lois de Descartes), un exposé à la fois simple et complet de la théorie géométrique des systèmes centrés d'après Abbe, qu'il était regrettable de ne rencontrer sous cette forme pour ainsi dire dans aucun cours français. Cette étude, purement géométrique, est suivie d'une étude physique des pinceaux, puis des larges faisceaux. La traduction française comporte une courte étude des caustiques et un calcul complet de l'aberration. Drude montre ensuite que les cas nombreux que l'on rencontre pratiquement dans l'utilisation des faisceaux lumineux peuvent se ramener à deux qu'il traite : 1° Tous les points d'un objet de dimensions très petites émettent des rayons de directions très différentes (objectifs de microscope) ou bien 2° chaque point d'un objet de grande étendue n'émet vers l'instrument qu'un pinceau étroit (oculaires et systèmes de projection). Cette classification est particulièrement nette dans l'adaptation. Cette première partie se termine par un chapitre complètement refondu sur la photométrie où se trouvent définies les grandeurs photométriques usuelles (intensité, éclairement, éclat). La notion fondamentale de flux lumineux, qui joue au point de vue énergétique un rôle important, se présente expérimentalement comme très simple.

Nous signalerons encore à la fin de l'étude des instruments, l'addition heureuse d'une série de paragraphes sur la mesure des indices.

La seconde partie du livre (optique ondulatoire) se présente comme une introduction à l'optique électromagnétique. L'auteur, après avoir montré le caractère de double périodicité des phénomènes lumineux, évite soigneusement dans l'exposition tout ce qui pourrait impliquer quoi que ce soit sur leur nature intime. Toutes les expressions, encore classiques, de mouvement vibratoire, vibrations, oscillations, empruntées à la théorie mécanique et qui rendent si difficilement compréhensible le passage à la théorie électro-magnétiqne, sont partout remplacées par des termes plus généraux : phénomène périodique, perturbation, état lumineux, variable lumineuse qu'il serait vraiment heureux de voir adopter dans l'enseignement.

Dans cette seconde partie il convient de signaler surtout : l'étude de la vitesse d'un train d'onde (d'après Gouy), où la distinction est nettement établie entre la vitesse de la phase et celle de l'amplitude; un chapitre entièrement consacré à un exposé remarquable du principe d'Huygens; une étude sur la localisation des franges d'interférence due en grande partie à M. C. Raveau et un chapitre ajouté à l'ouvrage allemand sur les méthodes spectroscopiques.

Un second tome comprendra les deux dernières parties du livre de Drude : la Théorie électromagnétique et l'Optique énergétique. **Jean Saphores.**

The Pressure of Light, par **Poynting** (J. H.) [1 vol., 12×17, 105 p., *Soc. for promoting Christian knowledge*, Londres, 1910].

Ce petit volume de vulgarisation appartient à une collection intitulée *The Romance of Science*; sous ce titre, qu'on pourrait traduire par celui de Contes scientifiques, la Société londonienne pour la propagation des connaissances chrétiennes s'est proposé d'éditer une série d'ouvrages résumant les généralisations les plus importantes de la science moderne. Le livre de M. Poynting expose, d'une façon particulièrement claire et attrayante, la question de la pression de la lumière; il est issu des conférences publiques que l'auteur a faites dernièrement en plusieurs endroits, par exemple à la Société française de physique. Un chapitre d'introduction fait comprendre, d'une façon intuitive, comment la lumière peut exercer une pression sur les surfaces qu'elle frappe; on passe ensuite aux expériences qui ont démontré l'existence de cette pression. Ce sont d'abord les expériences bien connues de Lebedew et de Nichols et Hull; puis les expériences récentes de l'auteur : 1° sur la pression exercée par la lumière sur sa

[illegible] *Le Radium*, 7 (1910) 524). 2° sur le cas [illegible] à le tourner autour d'un axe perpendiculaire au plan dans [illegible] *Le Radium*, 7 (1910) 525), enfin un dernier chapitre est consacré aux applications [illegible] force d'attraction et même la dépasser ; dans ce dernier [illegible] l'ordre d'un centimètre de diamètre par exemple, la pression lumineuse aura pour effet d'allonger la période de révolution, de rendre l'orbite de plus en plus circulaire et de rapprocher le corps du soleil, de façon à le faire tomber finalement sur celui-ci.

Le caractère du livre n'a permis d'introduire dans le [illegible] lopperments, d'ailleurs élémentaires pour la plupart, sont [illegible] taine de pages.

L. Kolowrat.

Kurzes Lehrbuch der Radioaktivität (Précis de Radioactivité), par Gruner P. (1 vol., 16 × 25, 149 p. Leipzig, Barth, 1911).

[illegible] grand public, écrit d'une façon agréable, claire et facile. Il pourrait sûrement rendre d'excellents services dans l'enseignement. Il intéressera le physicien radioactiviste, à cause de nombreuses indications bibliographiques compre- [illegible] lopperment de l'activité induite ; page 59, il écrit qu'au cours [illegible] réalité elles décroissent avec la période propre du radium. [illegible] que les expériences de Mme Curie prouvent le contraire.

[illegible] genre qu'il est difficile d'éviter lorsqu'on veut traiter dans un petit volume un domaine aussi vaste. L'auteur a résolu [illegible]

L. Wertenstein.

Cours de mécanique rationnelle et expérimentale, par Bouasse H. (1 vol., 16 × 25, [illegible] p., Delagrave, 1911, [illegible]).

[illegible] Cette façon de procéder rend d'ailleurs l'ouvrage un peu touffu et la très grande abondance des matières a empêché l'auteur de donner à certaines théories générales tout le développement qu'elles méritent de recevoir, au point de vue du physicien. Il est regrettable par exemple que dans l'exposé des principes généraux de la dynamique une part plus grande n'ait pas été réservée à la notion d'énergie, l'essentiel s'y trouve évidemment, mais sous une forme véritablement très condensée. Le chapitre traitant des équations de Lagrange est aussi très écourté ; quant au principe de moindre action l'auteur affirme que l'intérêt pratique en est médiocre et lui consacre à peine quelques lignes. On peut cependant déduire d'une généralisation hardie de ce principe, les lois générales de l'électro-magnétisme et c'est bien là « rendre service aux physiciens ».

Dans le domaine des applications pratiques, on ne saurait trop louer toute l'importance donnée par l'auteur à certains chapitres tels que ceux consacrés à l'étude de l'amortissement et de l'entretien des mouvements oscillatoires et celui qui traite des phénomènes de résonance.

Il faut aussi signaler à la fin du livre un petit recueil de manipulations de mécanique « destinées à traduire en expériences les principes de la mécanique rationnelle et à en faire comprendre les énoncés ». Ces expériences, heureusement choisies, peuvent être réalisées sans qu'il soit nécessaire de disposer de ressources considérables.

Le livre de M. Bouasse est en somme un très bon livre et nous devons lui savoir gré de l'effort qu'il a fait pour [illegible] au point de vue du physicien. Il est seulement regrettable que, dans le but très louable d'éviter le verbiage, l'auteur ait cru devoir adopter souvent une forme compacte et quelque peu sybilline qui le rend difficilement intelligible.

Jean Saphores.

Étude des symétries, par Bouasse H. (1 vol., 16 × 25, 424 p., Delagrave, Paris, 1910, 14 fr.).

Avec ce volume sur l'étude des symétries, M. H. Bouasse, termine son cours de physique. L'ouvrage est partagé en deux parties bien distinctes : la première comprend l'étude purement géométrique des symétries, la seconde, et la plus importante, l'étude physique des symétries.

Les trois premiers chapitres de la première partie servent en quelque sorte d'entrée en matière : en même temps qu'ils familiarisent le lecteur avec les diverses notions employées dans l'étude de la symétrie (déplacements, polyèdres symétriques, réseaux), ils donnent des démonstrations simples et directes de faits tels que l'existence des 24 groupes de polyèdres (de Bravais) ou bien de propositions telles que la loi des indices rationnels de Haüy.

C'est ensuite que vient l'étude mathématique complète des symétries, reprise à partir du commencement et comprenant la théorie des groupes fini et infini de déplacements. Afin de ne pas trop allonger son texte, M. Bouasse se contente de montrer l'existence des différents groupes de déplacements, sans démontrer qu'il n'en existe pas d'autres. A ce point de vue, un lecteur désireux d'approfondir la question serait obligé de recourir aux ouvrages spéciaux, [illegible] pouvoir ensuite aborder l'étude physique des symétries.

La seconde partie est avant tout la reprise systématique de tous les phénomènes étudiés dans les fascicules précé- [illegible] décrites les propriétés physiques des cristaux (figures de [illegible]

morphisme, etc.), une grande place est ensuite accordée aux phénomènes dus aux déformations élasticité des cristaux, piezoélectricité, pyroélectricité et aux phénomènes optiques pléochroïsmes, double réfraction, anisotropie des liquides; ici tout un chapitre est consacré aux phénomènes dans le quartz. Nous pouvons encore signaler les chapitres relatifs aux liquides actifs, à la symétrie du champ magnétique, et aux cristaux liquides.

Les 250 pages qui contiennent cette deuxième partie rendront certainement les plus grands services, parce qu'elles renferment sous une forme condensée et pourtant claire des matières, qui jusqu'à présent faisaient partie de traités spéciaux les plus divers (optique, élasticité, cristallographie, etc.)[1] mais n'avaient jamais été jusque-là réunies en un tout homogène.

En outre l'ouvrage de M. Bouasse semble être bien au courant des recherches récentes : nous y trouvons par exemple des résultats de Weiss concernant le magnétisme, ainsi qu'un petit résumé des travaux de Lehmann sur les cristaux liquides.

Ici pourtant je ne peux m'empêcher de faire la critique suivante à ce livre : j'ai été très surpris de la petite place que M. Bouasse y a faite aux travaux de Pierre Curie; pour n'occuper que peu de pages dans les périodiques où ils ont été publiés, ceux-ci ont pourtant, je crois une importance capitale : c'est par exemple le théorème sur l'ordre des axes, qui exprime que $n = pq = p'q' = \ldots$ n étant l'ordre de répétition d'un centre, et p, p', les nombres d'axes de répétition d'ordres respectifs q, q'... et relatifs à ce centre. Outre son importance théorique, ce théorème rend les plus grands services en pratique, quand on veut déterminer les éléments de symétrie d'un système.

Mais ce qui est plus grave, c'est que M. Bouasse n'ait pas insisté davantage, sur les propositions qu'on désigne actuellement partout sous le nom de « Principe de Curie » et que je rappelle rapidement :

« Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se reproduire dans les effets produits.

« Lorsque certains effets révèlent une certaine dissymétrie, cette dissymétrie doit se révéler dans les causes qui leur ont donné naissance.

« La réciproque de ces deux propositions n'est pas vraie, au moins pratiquement, c'est-à-dire que les effets produits peuvent être plus symétriques que les causes » (Œuvres de P. Curie).

A plusieurs reprises M. Bouasse se sert implicitement de ce principe, il l'énonce même complètement une fois (p. 213) mais ce n'est qu'incidemment, comme quelque chose de secondaire ou d'évident; alors que peut-être, par son importance et sa généralité, ce principe devrait avoir sa place non seulement à la tête du livre sur les symétries, mais bien au début de la physique tout entière, à côté du principe de causalité.

Bien que ne conduisant pas à des résultats aussi certains que par exemple les principes de la thermodynamique, ce principe de symétrie peut devenir un puissant moyen pour prévoir des phénomènes nouveaux.

Il montre par exemple que, dans l'étude des phénomènes présentés par les cristaux, il faut tenir compte non seulement de la symétrie du milieu cristallin, mais aussi de celle des agents physiques qui constituent la cause de ces phénomènes. Et ce sont des considérations de ce genre qui ont fait prévoir aux jeunes frères Curie les phénomènes de piezoélectricité, avant toute observation expérimentale.

J. Danysz.

[1] Nous devons pourtant signaler le livre de M. Voigt « Kristallenphysik » qui a paru un peu après celui de M. Bouasse et qui porte à peu près sur les mêmes matières.

Contribution à l'histoire de la chimie, à propos du livre de M. Ladenburg, par **Colson** (A.). [1 vol. 14 × 22, 204 p., Hermann, Paris, 1910, 5 fr. 50].

Le livre de M. Colson est un complément de l'histoire de la chimie de M. Ladenburg dont nous avons rendu compte ici. L'auteur s'est efforcé de remettre à leur place dans l'histoire de la chimie, les travaux français un peu négligés par le chimiste allemand. Grâce à sa grande érudition, il est arrivé à son but, et son travail rendra de grands services.

On peut regretter cependant qu'il n'ait pas toujours montré un esprit critique suffisamment aiguisé, en ce qui concerne la radioactivité, par exemple, ainsi que plusieurs points de chimie physique (thermochimie, catalyse, etc.). De plus, il semble attacher une importance peut-être exagérée à ses propres idées qui sont loin d'être admises par tout le monde, même en France. C'est ainsi qu'il cite 18 de ses mémoires personnels, alors qu'il n'en mentionne que 4 de Pasteur, 7 de Wurtz, 7 de Moissan, 8 de Le Chatelier, 5 de Lecoq de Boisbaudran, 4 de Friedel et 21 de Berthelot!

E. Bauer.

Crystalline structure and chemical constitution, par **Tutton** (A. E. H.) [1 vol., 14 × 22, 204 p., Macmillan and Co., Londres, 1910, 5 fr. 50].

L'isomorphisme est un des plus anciens et des meilleurs instruments de la classification chimique. Il a permis, en bien des cas où la densité de vapeur était indéterminable, d'assujettir à une même formule les corps doués de la même forme cristalline, et de fixer les poids atomiques et les valences de leurs éléments.

Mais l'isomorphisme n'a pas seulement rendu à la chimie un service immédiat; il a fait naître une espérance plus lointaine, celle de trouver un lien entre la structure cristalline et la constitution chimique.

C'est un sujet bien neuf encore, mais auquel personne n'a apporté une contribution plus persévérante que celle résumée par M. Tutton dans le livre qu'il vient de publier.

M. Tutton s'est proposé de mesurer comparativement, sur des corps isomorphes bien choisis, diverses propriétés physiques, pour en déduire une relation entre le remplacement isomorphique des éléments et la modification corrélative des grandeurs cristallographiques.

Il a pris pour objets de ses mesures les sulfates alcalins orthorhombiques SO^4R^2 et les sulfates doubles magnésiens monocliniques, $(SO^4)^2M_2R^2 + 6H^2O$, substances remarquables par la stabilité, la limpidité et l'éclat de leurs cristaux et il a mesuré les angles des faces, les volumes moléculaires, la position de l'ellipsoïde optique, les indices de réfraction à diverses températures, les angles des axes optiques, les coefficients de dilatation suivant les trois axes cristallographiques.

Parmi ses instruments de mesure, tous établis spécialement avec un soin extrême, le plus important est un appareil à tailler les cristaux suivant des plans d'orientations quelconques, exactement mesurables. Quant au reste de l'outillage, il est surtout remarquable par un luxe de construction tel qu'il a pu servir accessoirement à la comparaison d'étalons de longueur.

Une telle précision est d'ailleurs excessive, au moins en ce qui concerne la mesure des angles, car les différences angulaires accidentelles entre les cristaux d'un même sulfate atteignent jusqu'à dix minutes et surpassent de beaucoup l'approximation d'un goniomètre bien construit.

[illegible]

[illegible] intermédiaire entre celles du sulfate de potassium et du [illegible]

Mais cette règle cesse d'être valable pour l'ammonium et le thallium. L'ammonium, malgré son poids moléculaire (18) inférieur à celui du potassium, occupe dans la série des mesures une position intermédiaire, voisine du rubidium. [illegible] mixtes. Au contraire, les sulfates de potassium et de cæsium, dont les volumes moléculaires sont notablement différents entre eux, ne forment pas de cristaux mixtes, malgré leur intime parenté chimique.

D'où il suit que la cristallisation mixte de deux espèces n'est pas seulement réglée par l'identité de symétrie de leurs réseaux, mais aussi par la congruence de leurs formes primitives.

Quant au thallium, il est voisin de l'ammonium et du rubidium dans toutes ses propriétés, sauf en ce qui concerne ses indices de réfraction, beaucoup plus élevés que ceux des alcalins proprements dits, tant pour les sulfates simples que pour les sulfates doubles.

Tout cela revient à dire qu'une substance déterminée a [illegible] à l'ancienne opinion de Haüy.

Deux substances distinctes, si analogues qu'elles soient, ont des propriétés cristallographiques différentes, sinon en [illegible]

[illegible] suppose simplement l'identité de symétrie des cristaux isomorphes et l'égalité de leurs angles, à 2 ou 5° près, dans les systèmes les moins symétriques. L'autre, complet, [illegible] interchangeables.

Une autre conclusion importante résulte de la comparaison [illegible]

Si l'on remplace un métal alcalin par un autre dans un [illegible] l'axe vertical, tandis que la substitution du soufre par le sélénium se traduit surtout par un changement de dimensions équatoriales. D'où il suit que dans un édifice cristallin [illegible]

Ces lois d'expérience, établies au cours de vingt ans de [illegible] contrées en une vue nouvelle, simple et concrète, sur la [illegible] travail de M. Tutton; mais l'auteur lui-même déclare, en [illegible] qu'il a voulu seulement poser des [illegible]

[illegible] classique en cristallographie au même titre qu'en chimie, celle des travaux de Stas.

H. Copaux.

Theorien der Chemie, par **Arrhenius S.**), 2me éd., [1 vol., 16×24, 255 p., Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., Leipzig, 1909].

Cet ouvrage est la traduction allemande par Alexis Finkelstein, d'une série de conférences que l'auteur a prononcées à l'Université de Californie, à Berkeley, pendant l'été 1904.

Un savant, tel qu'Arrhenius, ne pouvait manquer de présenter, dans ces conférences, un tableau remarquable des diverses théories de la chimie, qui se sont fait jour au cours du siècle dernier. On peut toutefois regretter que la conférence en général se prête mal à un exposé didactique, et les différents chapitres, bourrés de faits et très compacts, restent d'une lecture difficile, malgré la table analytique des matières dont on a eu l'heureuse idée de faire précéder le livre.

Arrhenius débute par un chapitre-introduction sur la [illegible] souvent nouvelles et parfois originales; il insiste notamment sur la différence entre l'hypothèse et la théorie, qu'il compare respectivement aux appareils en « scope » et aux appareils en « mètre », qui correspondent aux points de vue qualificatif et quantitatif de toute question scientifique.

Après un chapitre sur les anciennes théories de la chimie (lois de Lavoisier, de Proust, de Dalton) et sur l'hypothèse de Prout que les nouvelles découvertes ont remise en honneur, mais avant d'aborder la discussion de ces théories, l'auteur parle de « l'existence des hydrates en solution », (congélation, distillation; cryohydrates, eutectiques, loi de Gibbs-Konowalow); j'avoue que le titre de ce chapitre m'a un peu surpris, mais on reconnaît l'intention de l'auteur d'appuyer sur l'opposition essentielle entre les deux concepts fondamentaux d'espèce chimique et de solution.

Lorsque furent établies les lois générales de la combinaison, l'électricité, qui se développait parallèlement, réagit d'une façon intense sur la compréhension des faits chimiques; les lois de Faraday, qui furent complétées plus tard par la théorie des piles grâce surtout aux travaux d'Helmholtz et de Nernst, permirent l'établissement sur une base solide des notions d'affinité et tout d'abord de valence.

C'est aussi à l'électricité qu'est due « la décomposition des atomes en électrons », et Arrhenius rappelle d'une [illegible] la radioactivité.

[illegible] chimique, qui débute par un résumé des lois des gaz et de la théorie cinétique. Les principaux phénomènes de la « cinétique et de la statique chimique », « l'influence de la température et de la pression et la dissociation » sont résumés d'une manière très nette et très impartiale. Arrhenius développe ensuite les lois générales des corps [illegible] des idées modernes.

[illegible]

Marcel Boll.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Strioscope et striographe interférentiels

Forme interférentielle de la méthode optique des stries[1]

Par G. SAGNAC

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Physique.]

1. Introduction. — Méthodes de Foucault et de Töpler. — Une méthode due à Foucault rend directement visibles, lumineuses sur un fond noir, les régions d'un miroir ou d'un objectif qu'il convient de retoucher pour diminuer les aberrations (Foucault, *Recueil des Travaux scientifiques*, Paris, 1878, p. 254).

Töpler, puis Dvorak ont, après Foucault[2], appliqué la même méthode pour observer, sous forme de stries brillant sur un fond noir, les troubles d'homogénéité optique tels que des filets d'air chaud, d'air comprimé ou dilaté, de liquide échauffé ou refroidi (*Schlierenmethode* de Töpler ou *méthode des stries*. Töpler, *Pogg. Ann.*, **127** (1866) 556; **128** (1866) 126; **131** (1867) 33; **134** (1868) 195. — Dvorak, *Wied. Ann.*, **9** (1880) 502).

M. M. E. Mach et L. Mach ont fait de belles applications de la méthode, notamment à l'étude du sillage aérien d'un projectile qu'ils ont photographié par une étincelle électrique (*Sitzungsber. d. Wiener Akad.*, IIa, **77**, **78**, **92**, **98**, **105**).

M. Wood a réussi à obtenir de même l'image d'une ride aérienne produite par une étincelle électrique; les photographies de M. Wood montrent d'une manière frappante divers cas de diffraction, réflexion ou réfraction de ces rides [*Phil. Mag.*, **48** (1899); **50** (1900) 148].

M. Tanakadate a photographié par une étincelle électrique les stries produites par le courant d'air chaud qui s'élève au-dessus d'une flamme de bougie pendant qu'une hélice en rotation déforme et aspire ce courant d'air [*C. R.*, **151** (1910) 211].

Le dispositif strioscopique comprend : une ouverture AB (fig. 1), bien délimitée et fortement éclairée; un système optique O aplanétique et achromatique (de préférence un miroir concave), qui forme une bonne image de AB en A'B'; un petit écran opaque A'B' qui intercepte tout juste l'image A'B' sans la déborder; un écran de projection E conjugué du plan S où se produisent les troubles optiques à étudier. La lumière déviée par le trouble optique S

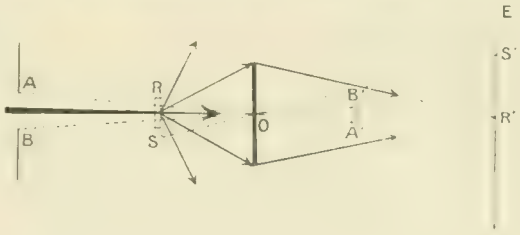


Fig. 1.

passe en partie à côté de l'écran A'B' et vient former une strie brillante S', image du trouble optique S, sur *le fond noir* de l'écran E. L'appareil est un *strioscope* à projection.

En remplaçant l'écran de projection E par une lunette-viseur ou un appareil photographique au point sur S, on peut observer les stries brillantes sur fond noir (strioscope à viseur), ou bien les photographier (*striographe*).

Si, au lieu de mettre le viseur au point en S en deçà du système O, on le met au point sur le système O, lentille ou miroir, on observe, par la méthode de Foucault, les régions de cette lentille ou de ce miroir qui sont les sources des aberrations et demandent une retouche; l'appareil devient un *aberroscope*. En remplaçant le viseur par un appareil photographique, on a un *aberrographe;* les défauts intérieurs des lentilles ont été photographiés avec un dispositif de ce genre. [A. Gerschoun, *Arch. f. wiss. Photographie* (1899) 232.]

Un objet diffringent comme un pinceau de poils, un bord d'écran, un nuage de poussière, apparaît par le même mécanisme qu'un filet d'air chaud en déviant la lumière de part et d'autre de l'écran strioscopique A'B' qui intercepte la lumière directe. (G. Lippmann, *Leçons d'Acoustique et d'Optique*, Paris, Hermann, p. 183-185.)

1. Manuscrit communiqué par l'auteur.

2. M. Raveau a retrouvé dans un ouvrage de Huyghens la description de la méthode de Foucault, dans ce qu'elle a d'essentiel (Raveau, *Journ. de Phys.*, 4 — **1** (1902) 115).

[illegible] R (fig. 1) un réseau [illegible] par exemple une des copies sur gélatine de réseau de Rowland que l'on se procure pour un prix modique. Si la lumière du premier spectre de diffraction du réseau pénètre dans l'objectif O, nous voyons se former sur l'écran E un rectangle lumineux R', image strioscopique du réseau [illegible] Mais si nous remplaçons le [illegible] par un [illegible] de [illegible] que la [illegible] de tous les spectres passe à côté de l'ouverture de l'objectif, il ne peut plus y avoir d'image strioscopique ; la lumière directement transmise par le réseau R étant seule reçue par l'objectif et complètement arrêtée par l'écran AB. [illegible] est alors insuffisante pour manifester l'existence de l'objet diffringent R.

Microstrioscope. — Il serait intéressant de remplacer le système optique O par un petit objectif de quelques centimètres seulement de distance focale monté sur un microscope. Le *microstrioscope* ainsi réalisé permettrait d'étudier des stries dont les détails échappent par leurs petites dimensions à la méthode ordinaire. Il permettrait, avec les plus faibles objectifs du microscope, de rejoindre les dispositifs *ultramicroscopiques* [illegible] totale pour écarter la lumière directe, tout en laissant pénétrer dans l'instrument la lumière de diffraction des particules étudiées ; dans le corps du microscope serait placé l'écran opaque destiné à recouvrir exactement l'image A'B' de l'ouverture éclairante AB.

Pour donner au dispositif toute la sensibilité possible, il conviendrait, je pense, de remplacer l'ouverture éclairante AB par une série de fentes parallèles et équidistantes, convenablement rapprochées ; un réseau de diffraction de $\frac{1}{100}$ mm. d'intervalle fondamental, associé à un objectif peu puissant conviendrait sans doute ; placé un peu plus loin de l'objectif que les stries étudiées et fortement éclairé, il fournirait, avant l'oculaire, une image A'B'. Un second réseau géométriquement semblable au premier serait disposé [illegible] déformer l'image du premier réseau d'une fraction de l'intervalle fondamental du second.

2. Principe de la strioscopie interférentielle.

[illegible] uniformément sombre. Maintenant, des troubles optiques sont produits sur le trajet des faisceaux ou d'un seul des faisceaux de manière à altérer les conditions exactes de l'interférence ; en particulier l'opposition des phases des deux vibrations interférentes ne subsiste plus sur une image de la région d'un trouble, la lumière y reparaît, formant des stries sur le fond noir interférentiel. Il conviendra donc d'associer un dispositif interférentiel à champ uniformément sombre et un viseur ou un appareil photographique au point sur les troubles optiques dont on veut observer ou photographier l'image.

Pour produire le fond noir interférentiel il faut pouvoir amener les ondes interférentes à être parallèles ; on est conduit à choisir un système optique interférentiel aplanétique. La différence de phase doit être une demi-période pour toutes les radiations si l'on veut pouvoir opérer en lumière complexe ; il faut qu'il y ait achromatisme de l'opposition de phase. Il doit en être de même pour l'égalité des amplitudes des deux vibrations interférentes.

Aplanétisme et achromatisme sont précisément les qualités que doit posséder le système optique O de la méthode Töpler (de préférence un miroir concave), si l'on veut obtenir une image nette A'B', condition essentielle pour que le champ sombre puisse être obtenu très sensible.

D'autre part, on peut regarder le champ sombre de la méthode de Töpler comme un champ sombre d'interférence : l'ombre adjacente à l'image A'B' résulte de l'interférence des diverses vibrations lumineuses élémentaires d'Huygens-Fresnel, issues des divers éléments de surface libre du système optique O ; si cette ouverture libre se trouve rétrécie de plus en plus, l'image A'B' s'étale de part et d'autre de l'écran opaque et le champ obscur primitif s'éclaire de plus en plus ; l'interférence des vibrations élémentaires d'Huygens-Fresnel y devient de moins en moins complète ; les bords de l'image A'B', élargie par la diffraction, sont en même temps de moins en moins bien définis et de plus en plus difficiles à délimiter et à couvrir tout juste par un écran opaque.

Comme différence importante entre les deux types de strioscopie [illegible] dans le strioscope de Töpler, un objet, pour être visible sur le fond noir, doit dévier la lumière de part ou d'autre de l'écran opaque A'B' ; une lame homogène à faces parallèles qui ne déplace pas l'image A'B' et ne dévie pas angulairement la lumière ne se voit que par son contour ou par les [illegible] différences de son épaisseur. Dans un strioscope interférentiel, la même lame est visible sur toute sa surface en raison de la différence de [illegible] de la lumière dans son épaisseur.

[illegible]

sensible, que j'ai décrit ailleurs (*C. R.*, **150** (1910) 1076), j'ai eu sous les yeux des images strioscopiques interférentielles. La vérification du réglage de l'appareil m'obligeant à superposer exactement les ondes interférentes : j'élargissais les franges jusqu'à voir la frange centrale envahir tout le champ d'observation. Sur le fond sombre ainsi obtenu, l'interposition d'un trouble tel que l'air chaud de la main, dans le circuit optique, faisait reparaître la lumière. Sur une feuille de papier, on voit déjà une belle silhouette des stries blanches qui entourent les doigts de la main et s'élèvent au-dessus. Les stries se voient avec toute leur netteté en mettant au point une lunette-viseur.

J'ai ainsi amené à préciser l'emploi de mon interféromètre comme strioscope interférentiel.

Strioscope interférentiel à circuit optique quadrangulaire.

3. Dispositif optique. — C'est, en principe, celui de l'interféromètre à faisceaux inverses que j'ai déjà décrit (*C. R.*, *loc. cit.*). La figure 2 le représente à l'échelle de $\frac{1}{5}$: deux prismes de verre P_1, P_2 sont rapprochés par leurs bases interférentiellement planes

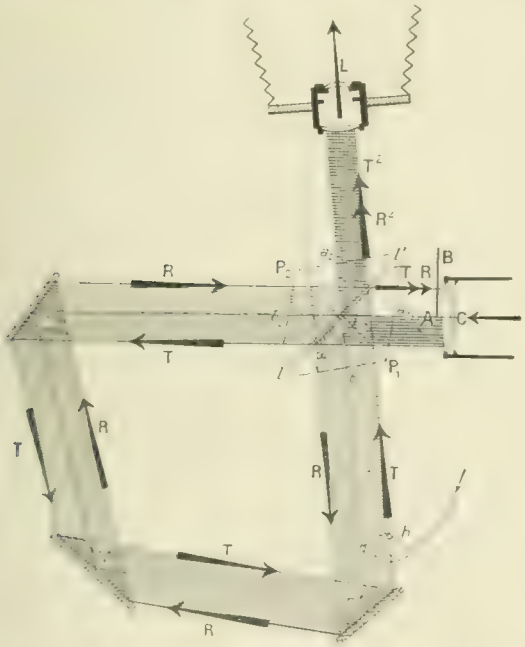


Fig. 2.

et forment un parallélipipède coupé en diagonale par la lame d'air *ll'* à faces parallèles. Au sortir d'un collimateur C, la lumière se divise sur la lame d'air *ll'* en vibrations transmises (amplitude relative T) et vibrations réfléchies (amplitude R) qui se propagent en sens inverses le long d'un même circuit plan, renfermant 5 miroirs plans *m*, M, *m'*. L'objectif L d'un appareil photographique (ou d'un lunette-viseur) reçoit à la fois les vibrations T une seconde fois transmises par la lame d'air (amplitude T^2) et les vibrations R une seconde fois réfléchies par la même lame *ll'* (amplitude R^2).

Un polariseur définit une vibration de Fresnel perpendiculaire au plan du circuit (1er azimuth de polarisation), ou bien parallèle au plan du circuit (2e azimuth). Dans l'un ou l'autre de ces deux cas, l'appareil sera réglé de manière à obtenir l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 des deux vibrations interférentes, du moins au voisinage d'une certaine radiation de longueur d'onde λ.

Une propriété remarquable de ce dispositif est que, par suite de la transparence parfaite de la lame *ll'*, il y a opposition rigoureuse des phases des vibrations T^2 et R^2, lorsque les deux faisceaux interférents sont bien définis et superposés tout le long du circuit J*m*M*m'*J qu'ils parcourent en sens opposés. Une démonstration très simple de ce résultat sera donnée plus loin.

Dans ces conditions, en lumière monochromatique λ, le champ d'interférence est uniformément obscur. En lumière blanche il est coloré, mais d'autant plus sombre que l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 est réalisée d'une manière plus achromatique; l'opposition des phases vibratoires subsiste pour toutes les longueurs d'onde.

Les miroirs *m*, M, *m'* qui, avec le double prisme P_1, P_2 définissent le circuit optique, étant en nombre *impair*, la superposition géométrique des faisceaux T et R n'est qu'apparente; ils sont retournés l'un par rapport à l'autre : le côté de T intérieur au circuit correspond au côté de R extérieur au circuit, et inversement. Si l'on couvre alors par un écran AB (fig. 2) une moitié du faisceau issu de C, les demi-faisceaux interférents respectés par l'écran restent superposés en T^2 et R^2 à la sortie du double prisme; mais, dans le circuit optique J*m*M*m'*J, ils sont exactement séparés et juxtaposés; l'un est sur le côté intérieur du circuit quand l'autre est sur le côté extérieur; l'échange des positions des demi-faisceaux se fait après chacune des réflexions sur *m*, M et *m'*.

Le dispositif interférentiel fournit ainsi deux faisceaux juxtaposés inverses T et R, et le champ interférentiel est sombre.

En même temps, on voit que l'écran AB reçoit une lumière d'*autocollimation* due à la superposition du faisceau T réfléchi au retour par la lame d'air *ll'* (amplitude TR) et du faisceau R du circuit transmis au retour par *ll'* (amplitude RT). En remplaçant l'écran AB par un miroir incliné on peut recueillir latéralement ce faisceau d'autocollimation.

4. Opposition rigoureuse des phases. — Si les faisceaux T et R du circuit sont exactement

[illegible] comme il [illegible] R^2. Les ondes lumineuses TR et RT superposées par autocollimation ne présentent aucune différence de marche. Il n'y a pas non plus de différence de phase due à la lame d'air *II'*, les deux vibrations TR et RT ayant subi chacune une transmission et une réflexion. L'amplitude vibratoire d'autocollimation est donc :

$$C = 2TR$$

l'intensité est :

$$C^2 = 4T^2R^2$$

Le faisceau d'autocollimation fournit un champ uniformément éclairé. Puisque la lame d'air *II'* est parfaitement transparente, le champ sombre de la lunette (ou de l'appareil photographique) présente une intensité L_0^2 complémentaire de C_0^2 :

$$L_0^2 = 1 - 4T^2R^2$$

Or, les intensités T^2 et R^2 des vibrations T et R qu'a séparées la lame d'air transparente sont exactement complémentaires

$$T^2 + R^2 = 1$$

On peut donc écrire la valeur de L_0^2 sous la forme :

$$L_0^2 = T^4 + R^4 - 4T^2R^2 = (T^2 - R^2)^2$$

L'amplitude correspondante L est $(T^2 - R^2)$, différence des amplitudes des vibrations interférentes; c'est donc que les phases de ces deux vibrations sont [illegible] opposées comme on l'avait annoncé.

Cette opposition [illegible] des phases ne subsiste pas si l'on remplace la lame d'air *II'* par une argenture transparente déposée sur l'une des faces d'une glace de verre : l'argenture introduit une nouvelle différence de phase entre les vibrations T^2 et R^2, une [illegible] montre que les phases de T et R [illegible] $\frac{1}{10}$ de période près, pour les diverses radiations, le champ d'autocollimation [illegible] le champ d'autocollimation. Quand de gaz est [illegible]. Il n'est donc pas possible [illegible] prisme à lame d'air.

5. Aspect des stries et des corps opaques ou transparents. — Les stries [illegible] et les corps opaques qui les produisent, par exemple un petit [illegible] de gaz et le bord d'un [illegible] sont sur le trajet de l'un des faisceaux [illegible] (fig. 2). La lunette [illegible] ou l'appareil photographique L [illegible] le prisme.

Un corps opaque, [illegible] du bord d'un [illegible] dans la figure 2), sur l'image de ce corps, dans le [illegible] sur le fond de la chambre noire photographique, la lumière du faisceau R arrive seule (intensité R^4) et l'image du corps opaque apparaît brillante sur le fond sombre.

Une large lame de verre à faces parallèles placée sur un seul T des deux faisceaux fait reparaître la lumière sur toute son image. Un large jet de gaz d'éclairage, s'échappant d'une fente (1,5 mm d'épaisseur) orientée perpendiculairement à la lumière du faisceau T, fournit une image strioscopique claire, uniforme près de la fente; à chaque bord, un filet lumineux s'ajoute à l'image large dont une bande obscure le sépare.

Un jet étroit de gaz d'éclairage produit, en général, deux filets lumineux correspondant à ses deux bords. La moindre bulle de gaz d'éclairage apparaissant à l'ouverture d'un petit bec produit une sorte de goutte lumineuse.

Les moindres filets d'air chaud qui s'élèvent autour des doigts de la main fournissent des stries lumineuses très brillantes et constituent une action beaucoup trop forte pour donner une idée de la sensibilité de la méthode.

La lumière apparaît sur le fond sombre quand on agite un peu l'air dans le voisinage ou quand on fait tourner rapidement une petite hélice placée sur l'un des faisceaux; un seul tour d'hélice fait en moins d'une seconde suffit pour faire apparaître une lueur. Le fait que les deux faisceaux sont juxtaposés diminue heureusement l'influence perturbatrice des courants d'air généraux et de l'inégale distribution des températures.

La *lumière d'autocollimation* C fournit un champ strioscopique complémentaire de la lumière directe L. Par exemple, l'air chaud de la main qui produit des stries brillantes sur le fond sombre L produit sur le fond lumineux d'autocollimation des stries sombres [illegible] à des filets de lumière. Presque toute la lumière incidente est alors soustraite au champ d'autocollimation sur l'image sombre des stries et se concentre sur l'image brillante donnée par l'objectif L.

Les images complémentaires C et L ne sont pas équivalentes pour l'observation : la sensibilité aux faibles défauts d'homogénéité est bien plus grande en L qu'en C; une image lumineuse se détache déjà sur le fond sombre L quand l'image complémentaire C ne produit qu'une diminution inappréciable de l'éclat du champ lumineux d'autocollimation.

Quand le réglage de superposition des faisceaux T et R est [illegible] le champ L présente des plages [illegible]. Il arrive alors souvent qu'une strie qui se détache en clair sur les parties les plus [illegible] du champ se confond par une strie sombre sur [illegible] du champ.

[illegible] (fig. 2) et que l'objectif (O L) [illegible] (T' L O) [illegible] les lignes que le faisceau [illegible] de L (figure 2), on peut

mettre au point, soit l'image des stries due au faisceau T, soit l'image due au faisceau inverse R, puisque maintenant les deux faisceaux entiers T et R se recouvrent. Si les stries sont alors produites au milieu du contour du circuit, il y a une seule mise au point et l'on peut observer ou photographier simultanément deux images égales symétriques l'une de l'autre.

6. Théorie du champ interférentiel strioscopique. — Les intensités T² et R² des vibrations que sépare la lame d'air ll' sont définies par les formules bien connues d'Airy et déterminent immédiatement l'amplitude L_0 dans le champ interférentiel strioscopique de la lunette et l'amplitude C_0 dans le champ d'autocollimation. On a :

$$T^2 = \frac{1}{1+\rho^2\sin^2 u}; \quad R^2 = \frac{\rho^2\sin^2 u}{1+\rho^2\sin^2 u};$$

$$L_0 = T^2 - R^2 = \frac{1-\rho^2\sin^2 u}{1+\rho^2\sin^2 u};$$

$$C_0 = 2TR = \frac{2\rho\sin u}{1+\rho^2\sin^2 u}.$$

Avec les notations :

$$u = \frac{2\pi e\cos i}{\lambda} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{2a}{1-a^2}.$$

e désigne l'épaisseur normale de la lame d'air ll' ; i est l'incidence intérieure sur les faces de cette lame (passage de l'air dans le verre) ; r est l'angle de réfraction correspondant à i, c'est-à-dire l'angle d'incidence extérieure sur la lame (fig. 2) ; si l'incidence de la lumière était normale sur la face latérale $P_1 a_1$ du double prisme, l'angle r serait précisément l'angle α à la base de chacun des deux prismes isocèles. Enfin a désigne la valeur absolue du coefficient de réflexion vitreuse $\frac{\sin(i-r)}{\sin(i+r)}$, si le polariseur est orienté dans le premier azimuth, ou $\frac{\operatorname{tg}(i-r)}{\operatorname{tg}(i+r)}$ dans le cas du second azimuth.

Il s'agit de donner à L_0 une valeur aussi voisine que possible de 0 pour les diverses radiations utilisées.

En lumière simple de longueur d'onde λ, L_0 s'annule exactement si l'on a :

$$\rho^2\sin^2 u = 1.$$

Il y a intérêt à particulariser la solution en supposant : $\sin^2 u = 1$.

ou
$$2e\cos i = (2K-1)\frac{\lambda}{2}$$
$$(K = 1, 2, 3, \ldots).$$

Alors, en effet, une petite variation de l'épaisseur e de la lame d'air d'un point à un autre de la lame, ou une variation de e par déréglage accidentel, affecte le moins possible la valeur de $\sin^2 u$, rendue maximum, et, par conséquent, la valeur nulle de L_0.

On a alors $\rho^2 = 1$.

$$T^2 = \frac{1}{1+\sin^2 u}; \quad R^2 = \frac{\sin^2 u}{1+\sin^2 u}$$

$$L_0 = \frac{1-\sin^2 u}{1+\sin^2 u}; \quad C_0 = \frac{2\sin u}{1+\sin^2 u}.$$

La figure 3 représente les courbes de variations de ces expressions de T² et R², et la courbe de L_0^2 ou $(T^2-R^2)^2$, en fonction de la variable $\frac{u}{\pi}$ ou $\frac{2e\cos i}{\lambda}$.

Si l'on retourne la figure de haut en bas, la courbe qui représentait L_0^2 représente les variations de l'in-

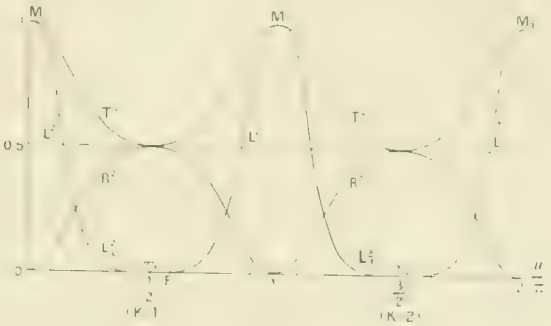


Fig. 3.

tensité C_0^2 d'autocollimation, puisque C_0^2 ne diffère pas de $(1-L_0^2)$.

On voit que les minimums de L_0 sont très aplatis. C'est dire que le champ interférentiel étant réglé tout à fait obscur pour une radiation λ_s, demeure encore très obscur pour une petite variation accidentelle de l'épaisseur e ; de même, pour une petite variation de l'incidence i, ce qui permet de produire un faisceau incident assez lumineux en ne réduisant pas trop la largeur de l'ouverture focale du collimateur C.

Cette forme de la courbe L_0^2 est également très favorable à l'achromatisme du fond noir : En première approximation, la valeur de ρ^2 dépend assez peu de la longueur d'onde pour qu'on puisse supposer cette valeur constamment égale à 1 dans la partie du spectre visible la plus importante pour l'œil, de part et d'autre du jaune verdâtre. Cette approximation revient à considérer les courbes de la figure 3 comme représentant les variations de T², R² et L_0^2 en fonction de $\frac{u}{\pi}$ ou $\frac{2e\cos i}{\lambda}$ lorsque λ varie. La variation de L_0^2 en fonction de $u(\lambda)$ est ralentie par l'aplatissement de la courbe au voisinage de son minimum nul : Supposons K égal à 1 pour la longueur d'onde λ_s (0μ,56). L'épaisseur e de la lame d'air est réduite à la plus petite valeur qui rende $\sin^2 u$ maximum, R² maximum égal à 0,5, T² minimum, égal aussi à 0,5 (premier point de contact

[illegible] la courbe L_0 [illegible] son premier minimum, au [illegible] point m_0. Pour une autre longueur d'onde [illegible], la valeur de L_0^2 dépend de la différence [illegible], et la nouvelle abscisse n [illegible]. Pour la longueur d'onde $0{,}486$ [illegible], si l'on néglige la variation de l'angle i avec la longueur d'onde on trouve $\frac{1}{2}(n - n_0) = m$ [illegible] $= 0{,}08$ et $L_0^2 = 0{,}001$, l'intensité incidente de la radiation F étant prise pour unité.

Plus exactement, il faut appliquer la formule :

$$\frac{n - n_0}{2} = \frac{2k - 1}{2}\left(\frac{\cos i}{\cos r} - 1\right)$$

Supposons que le faisceau incident tombe presque normalement sur la face latérale $P_1 a_1$ du double prisme, l'angle d'incidence extérieure r sur la lame d'air ll' (fig. 2) est le même pour toutes les radiations. Mais l'angle d'incidence intérieure i [illegible] n indice du verre du double prisme) varie avec λ et les variations de $\cos i$ sont en sens inverses de celles de λ, de sorte que les variations de $\frac{\cos i}{2}$ et celles de $n - n_0$ sont relativement notables.

Cette influence achromatisante de la dispersion du verre est d'autant plus grande pour un même verre que l'incidence sur la lame d'air est plus grande et elle est plus grande pour un flint que pour un crown.

Si la lumière incidente est polarisée dans le premier azimuth, la condition ($\varphi^2 = 1$) équivaut à ($\varphi = 1$) et fournit la solution :

$$k = \frac{\sin(i + r)}{\sin(i - r)} = \sqrt{2} - 1.$$

d'où

$$\sin i = \frac{1}{n}\frac{\sqrt{2} - 1}{2} = \frac{\sqrt{2} - 1}{2}$$

Le double prisme avec lequel j'ai opéré jusqu'ici [illegible] n pour la longueur d'onde $0{,}486$, est $1{,}514$: la valeur de r qui en résulte est $34°26'$.

L'achromatisme du fond noir est le meilleur pour k égal à 1, toutefois pour un double prisme de plusieurs centimètres de côté comme celui que j'ai employé, il [illegible] faire la petite épaisseur correspondante de la lame d'air.

Pour $k = 2$ l'achromatisme [illegible] très bien.

Pour $k = 3$, la teinte [illegible] du fond [illegible] est un violet lilas bien moins sombre et la sensibilité de la rétinite [illegible] et [illegible] on se rend compte de ce résultat en remarquant que la valeur de n [illegible] est proportionnelle à $\frac{2k - 1}{2}$.

Si la lumière incidente est polarisée dans le second azimuth, on doit avoir :

$$\frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)} = \sqrt{2} - 1$$

Cette valeur de a donne une incidence plus grande, plus favorable pour l'achromatisme, que celle du premier azimuth ; on a :

$$\sin i = \frac{\sqrt{2} - 3 + 2\sqrt{2}}{\sqrt{2} - 3 + 2\sqrt{2}}$$

d'où, pour $n = 1{,}514$, l'angle d'incidence extérieure sur la lame d'air : $r' = 40°14'$.

L'angle r' est alors voisin de l'angle limite pour le jaune verdâtre : $l = 41°20'$.

La différence $1°6'$ se réalise avec le double prisme, dont l'angle [illegible] est $54°25'$, en prenant l'incidence latérale sur [illegible] : cette incidence est inférieure de $1°41'$ à celle qui correspond à la réflexion totale du jaune verdâtre.

Dans ces conditions, à cause du voisinage de la réflexion totale, l'achromatisme est rendu plus parfait pour la même valeur de K. J'ai opéré pour l'ordre k égal à 2.

On améliorerait encore l'achromatisme en se servant d'un double prisme en flint et en diminuant les dimensions du double prisme pour pouvoir réaliser sans difficulté l'épaisseur de l'ordre K égal à 1.

7. Origine des images des stries ou des corps transparents. — Une lame à faces parallèles placée sur le trajet de l'un T des deux faisceaux du circuit produit, comme dans tout interféromètre, une différence de phase nouvelle φ entre les vibrations T^2 et R^2 interférentes ; les conditions de l'interférence sont altérées et la lumière reparaît sur l'image de la lame.

Si l'on suppose que l'égalité des amplitudes T^2 et R^2 n'est pas notablement altérée par l'interposition de la lame (incidence normale, lame d'une matière très transparente), l'intensité résultante L^2 a pour valeur l'expression : $L^2 = N^2 + B^2$ obtenue en posant :

$$N = \sin\frac{\varphi}{2}, \text{ et } B = L_0 \cos\frac{\varphi}{2}.$$

Pour une longueur d'onde [illegible] (dans le cas du strioscope) telle que L_0 s'annule rigoureusement, l'intensité L^2 de la lumière sur l'image de la lame se réduit au terme N^2 caractéristique des interférences à centre noir. En lumière monochromatique de longueur d'onde [illegible] on aura [illegible] image strioscopique analogue à celle que l'on obtient par l'interférence des vibrations réfléchies sur les deux faces de la lame. Mais ce sont ici les lignes d'égale épaisseur optique de *transmission* que dessinent les franges noires et brillantes de l'image ; d'autre part, [illegible] que les franges [illegible] d'égale épaisseur optique, mais elles sont grises et non noires, [illegible] de la lame. Ici, au contraire, les réflexions intérieures ne [illegible]

mise par la lame sous l'incidence normale éprouve au point d'épaisseur ε le retard de phase

$$\delta = \frac{(\nu - \nu_1)\varepsilon}{\lambda}$$

(ν indice de la lame pour la radiation considérée, ν_1 indice de l'air). L'intensité au point d'épaisseur ε est

$$N^2 = \sin^2 \pi \frac{(\nu - \nu_1)\varepsilon}{\lambda}$$

Les franges coïncident avec les franges de réflexion normale que donnerait une lame dont les épaisseurs correspondantes seraient deux fois plus petites.

En lumière complexe, on voit apparaître sur l'image d'une lame de savon des franges colorées définies par les valeurs de l'expression précédente à laquelle s'ajoute maintenant la valeur de B² caractéristique des interférences à centre brillant :

$$B^2 = L^2 \cos^2 \pi \delta = L_0^2 \cos^2 \pi \frac{(\nu - \nu_1)\varepsilon}{\lambda}$$

L'appareil étant réglé de façon que L_0 s'annule pour le jaune verdâtre, le terme B² s'annule pour cette radiation, de sorte que les teintes sensibles sont pures. Si l'intensité L_0^2 n'est pas suffisamment achromatisée, notamment quand l'ordre K d'interférence dans la lame d'air du double prisme atteint 3 ou 4, le terme B² prend de l'importance en dehors du jaune verdâtre, les teintes jaunes et vertes des séries de Newton sont achromatisées en partie et rendues presque blanches par le rouge et le violet du terme B²; les franges des divers ordres forment des bandes colorées en rouge et en vert de part et d'autre de leurs teintes sensibles; ces bandes colorées sont séparées par des intervalles presque blancs. Cet aspect rappelle celui des franges que donne l'interféromètre lorsque la superposition des faisceaux lumineux inverses T et R est légèrement déréglée (*C. R.*, *loc. cit.*). Seulement la variation de l'indice ν de la lame avec la longueur d'onde modifie ici les teintes.

Les teintes d'ordre supérieur se rapprochant de plus en plus du blanc, une lame suffisamment épaisse, donne sur le fond noir du strioscope une image d'un blanc uniforme jusqu'aux bords de la lame.

Une lame mince d'épaisseur plus ou moins irrégulièrement variable, telle qu'une lame de savon verticale qu'on vient de retourner de haut en bas, montre par des stries verticales la distribution des inégalités d'épaisseur.

En lumière monochromatique la même méthode permettrait d'étudier les variations d'épaisseur d'une lame plus ou moins épaisse.

On comprend maintenant l'origine générale des images strioscopiques. Tant que le défaut d'homogénéité optique étudié ne produit pas de déviation notable de la lumière, on peut calculer l'intensité de la lumière en chaque point de l'image strioscopique d'après le retard δ ou $(\nu - \nu_1)\varepsilon$ qui correspond à l'épaisseur ε et à l'indice ν au point considéré; la lumière apparaît pour une petite épaisseur optique, disparaît pour une épaisseur produisant un retard δ plus grand et voisin de la longueur d'onde, reparaît pour une épaisseur plus grande. C'est ainsi que l'on voit nettement une succession de franges en allant du bord d'un jet d'hydrogène, par exemple, où l'épaisseur est réduite, vers le centre où l'épaisseur est plus grande. On s'explique de même les divers aspects de l'image d'un petit jet de gaz d'éclairage (diamètre $\frac{1}{2}$ à 1 mm.) quand on ouvre progressivement le robinet d'écoulement : sur le fond sombre, à l'extrémité du bec (lumineux comme on a dit déjà) une goutte de lumière prend naissance et s'étend comme une petite flamme : puis une goutte noire sombre *achromatique* apparaît sur le bec, s'étend à son tour, forme un canal au milieu de la zone lumineuse précédente; l'image prend l'aspect de deux filets lumineux très brillants correspondant aux bords du jet : le canal sombre central lui-même s'éclaire d'un léger filet de lumière qui s'affirme davantage si le jet est plus épais et devient très lumineux pour un jet de 1,5 mm environ d'épaisseur.

8. Strioscope. A. *Réglage du double prisme.* 1° Par autocollimation si l'incidence latérale sur $P_1 a_1$ est normale, ou en observant la lumière réfléchie $a_1 P_1$ (fig. 4), on aperçoit deux images de retour de l'ou-

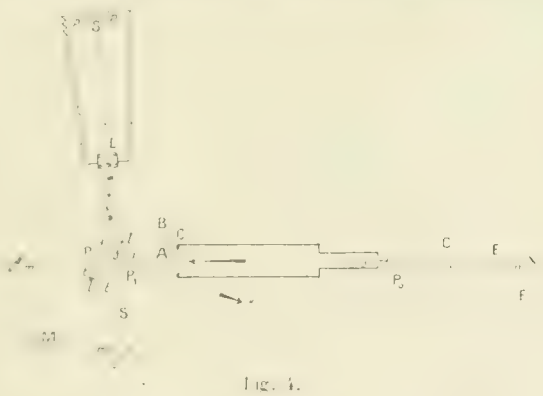


Fig. 4.

verture ronde d du collimateur, l'une vient de la face $P_1 a_1$, l'autre de la face $P_2 b_2$ qui n'est pas rigoureusement parallèle à la première. On pourrait faire disparaître l'écart angulaire de ces deux faces et amener la coïncidence des deux images de retour si les deux prismes étaient parfaitement isocèles et s'ils avaient exactement le même angle α à la base (fig. 2).

On agit sur l'un des prismes par une vis qui le soulève ou l'abaisse sur un côté : on amène les deux images rondes à coïncider aussi exactement que possible. Dans l'appareil actuel, les angles α ne son

[illegible] 7 [illegible], [illegible] par l'autocollimation [illegible], ou par l'observation de la lumière réfléchie [illegible] deux images dont l'écart [illegible] est égal à 20 [illegible].

2° On agit sur les vis qui permettent de faire varier l'épaisseur de la lame d'air H'. Il faut que, sous l'incidence choisie, la lumière réfléchie soit d'intensité et de couleur uniforme et correspondant au maximum d'intensité de la radiation simple λ, que l'on veut éteindre dans l'interférence des faisceaux R^2 et T^2 [illegible] ($\lambda = 0\ \mu,56$), si l'on emploie l'appareil comme [illegible]. La couleur du faisceau R est alors uniforme, d'un blanc à peine verdâtre quand l'ordre K de l'interférence de Newton dans la lame mince d'air H' est égal à 2, cas ordinairement réalisé.

Si l'on emploie l'appareil comme striographe, il y a avantage à choisir une radiation λ de plus petite longueur d'onde. On pourrait opérer en lumière monochromatique pour avoir un champ d'interférence plus sombre. J'ai, jusqu'ici, opéré en lumière blanche afin de pouvoir plus facilement obtenir une photographie par une seule étincelle électrique.

Il y a avantage à prendre l'épaisseur de la lame d'air H' aussi faible que possible. J'ai réalisé l'ordre d'interférence 2 et j'ai pu maintenir l'épaisseur choisie suffisamment constante pour ne pas avoir à la retoucher pendant de longues séries d'expériences.

L'incidence sur la face d'entrée du double prisme était voisine de la normale quand j'employais la lumière polarisée dans le premier azimuth, elle était [illegible] (voir de [illegible]).

II. *Réglage du circuit.* — Les dimensions [illegible] de l'appareil sont représentées sur la figure 4 à l'échelle de $\frac{1}{20}$ [illegible] Newton [illegible] par un [illegible] le faisceau H [illegible] passe en R [illegible] de l'obliquité en passant [illegible] de [illegible] quand on fait des photographies [illegible].

Le collimateur C. [illegible] l'image des bords [illegible] R, [illegible] T [illegible] sur l'ouverture d du collimateur C. Pour que le circuit soit plan, on règle le faisceau incident horizontal; on [illegible] m, m', M : le plan d'incidence général, ou plan du circuit, sera horizontal. On fait d'abord un premier réglage approximatif de superposition des faisceaux larges R et T. On choisit les incidences sur les miroirs de manière à bien utiliser leur surface et ne pas limiter le faisceau fourni par le collimateur C et le double prisme; ce faisceau a 5 cm de largeur utile. Quand, le réglage terminé, on placera l'écran AB devant le collimateur, les demi-faisceaux T, R et le faisceau $T^2 R^2$ à champ sombre auront 2 cm 5 de largeur utile. On dispose un diaphragme circulaire de quelques millimètres de diamètre, de manière que la lentille du collimateur C en fasse, au milieu du périmètre du circuit, près du miroir M une image nette par le faisceau T et, par suite, une image également nette par le faisceau R. Sur le double prisme, le faisceau incident étroit doit tomber au centre de la partie utile; si a_1 et b_1 sont les centres du faisceau incident et du faisceau R réfléchi par H', on doit vérifier que a_1 et b_1 sur les faces du prisme P_1 sont également distants de l'arête P_1.

Cela étant, on doit amener en coïncidence exacte près de M les deux images nettes et égales du trou rond; en même temps il faut que sur la face P_1 a_1 ou sur P_2 b_2, les deux contours circulaires inégaux des deux faisceaux soient concentriques. A la sortie du double prisme, les deux faisceaux ronds et égaux doivent être superposés.

Pour obtenir ce résultat, on agit sur les mouvements lents des miroirs. Il est commode d'agir sur m pour superposer, près de m' ou de P_1 b_1, les centres des deux taches lumineuses circulaires que R et T produisent sur les deux faces d'une feuille de papier translucide. On agit de même sur m' en observant la coïncidence des centres des taches lumineuses sur une feuille de papier placée près de m ou de P_2 b_2.

Quand des tâtonnements successifs ont amené une bonne superposition des centres des faisceaux le long de b_1 et M ou b_1, on doit voir des franges verticales larges non localisées, par exemple, en plaçant un écran blanc à la sortie du double prisme; une large frange centrale[1] de teinte sensible sombre, qui paraît noire, s'observe en O au milieu du faisceau R^2 T^2 (fig. 2). On enlève le diaphragme qui a servi au [illegible] la frange centrale [illegible]

[1] [illegible]

qu'à rendre le champ uniforme, il suffit d'un très léger mouvement de vis d'un des miroirs (mouvement autour d'un axe vertical). Je me suis souvent aidé d'un verrou dont la vis déforme et soulève très lentement par le coin la table en ciment armé, sur laquelle est installé tout l'appareil. Cette table a été installée dans une cave. L'appareil une fois réglé le demeurait presque rigoureusement pendant plusieurs jours, une retouche légère devrait être faite quand la température variait un peu. On peut admettre qu'une installation dans une salle ordinaire est suffisamment stable si l'on installe au moins le double prisme et les miroirs sur un même support très rigide.

Avec un double prisme de verre suffisamment homogène et des surfaces interférentiellement planes, on doit obtenir une extinction uniforme de la radiation λ choisie; en lumière blanche, on doit obtenir une teinte sombre sensible uniforme.

En fait, tous les défauts du verre et ceux des surfaces du prisme et des miroirs interviennent. En mettant au point sur le double prisme, on voit apparaître quelques petites taches claires sur le fond sombre; ce sont les défauts locaux; les bulles d'air de verre. De plus, quand on a réglé le maximum d'uniformité de la teinte sombre, il y a encore, vers les bords du champ, des régions moins sombres que le reste. Avec mon appareil, ces régions, en l'absence de l'écran A B avaient la forme symétrique de la figure 5.

Si la superposition des faisceaux a été mal réglée, l'aspect est plus complexe, le champ est comme barbouillé de taches claires. Chaque fois que le réglage est bien fait on retrouve le même aspect (fig. 5).

Fig. 5

Quand on dépointe et, en particulier, quand, au lieu d'observer près du centre du double prisme, on observe assez loin de ses faces extrêmes, les images des bulles d'air du double prisme disparaissent et le champ devient, sinon tout à fait uniforme, du moins d'aspect continu. C'est justement dans ces conditions relativement satisfaisantes qu'on va opérer. Je dois ajouter qu'il sera facile d'améliorer la construction du double prisme, notamment la taille des faces latérales qui présentent, dans l'étendue utilisée, des écarts de planéité de l'ordre de $\frac{1}{5}$ de longueur d'onde du centre au bord.

La variation de la différence de phase des vibrations T^2, R^2 dans l'étendue du champ sombre est donc considérablement inférieure à l'écart de planéité même d'une seule face : les surfaces latérales du double prisme dont les défauts altèrent le parallélisme exact des ondes T^2 et R^2 sont les faces $P_1 b_1$ et $P_2 b_2$ comprises dans le circuit et elles sont traversées par T et R sinon aux mêmes points du moins symétriquement par rapport à b_1 et b_2. Or, ces surfaces diffèrent peu de calottes sphériques ayant leurs centres de figures en b_1 et b_2.

Les défauts d'homogénéité du verre du double prisme influent comme les défauts de surfaces pour empêcher la coïncidence géométrique rigoureuse des ondes T^2 et R^2 en les déformant différemment.

Un appareil de petites dimensions serait plus facilement dépourvu de ces derniers défauts et il n'y aurait pas d'inconvénient, à ce sujet, à remplacer les réflexions sur les miroirs de verre argentés m, M, m', par des réflexions totales. Deux pièces de verre seulement suffiraient à réaliser le circuit quadrangulaire; l'une comprendrait le double prisme dont l'une des moitiés ferait corps avec un prisme à réflexion totale; l'autre pièce serait un prisme à deux réflexions totales. Le prisme à lame d'air réglé une fois pour toutes, il suffirait, pour obtenir la superposition des faisceaux inverses T et R, de régler l'orientation relative de deux pièces de verre seulement.

9. Striographie instantanée de l'action d'une hélice sur un jet de gaz. — La lumière d'une étincelle E (fig. 4) fournie par la décharge d'un condensateur a été utilisée sans écran coloré. L'épaisseur de la lame d'air du double prisme (ordre 2) a été réglée avec la lumière polarisée dans le second azimuth pour le maximum d'une radiation verte ou bleue, de sorte que le champ sur le verre dépoli de la chambre noire L (fig. 3) au lieu d'être très noir apparaissait légèrement rouge. L'impression photographique a été insuffisante pour montrer le faible éclairement du champ d'interférence uniforme ainsi réglé.

Des striographies ont été faites d'abord avec une petite hélice en rotation placée en h (fig. 2). Le champ s'éclaire sous l'influence des changements de densité de l'air[1]. La photographie montre presque le même effet que l'observation directe ; il y a cependant sur les photographies des ondulations des bords de la région ou reparaît la lumière; la forme de ces ondulations se montre en rapport avec la position des bras de l'hélice ; on peut admettre que, pour une vitesse donnée de l'hélice, il y a un état périodique permanent de l'atmosphère environnante, les régions où la réfraction de l'air est altérée tournent avec la même vitesse que l'hélice; suivant la grandeur de cette vitesse les régions les plus éclairées n'ont pas sur les photographies la même position par rapport aux branches de l'hélice.

Action d'une hélice sur un jet de gaz. La figure 6 reproduit agrandies (2,1 diamètres) les striographies (*négatifs* renforcés) obtenues en vraie grandeur en

1. Sur le verre dépoli de la chambre noire, une lueur temporaire et mobile se voit nettement quand on fait faire un tour isolé en moins d'une seconde à la petite hélice employée plus loin.

[illegible] en rotation, d'axe vertical [illegible] vertical.

L'hélice a deux ailes et tourne de manière à aspirer de bas en haut; elle a 2,6 cm de diamètre; l'arc de

Fig. 5.

l'extrémité de chaque aile est 0,95 cm (au moyen 0,45 cm de diamètre). La largeur de chaque aile est 0,7 cm. L'inclinaison des ailes sur l'horizon est 70° à l'extrémité.

Le gaz d'éclairage s'échappe à l'extrémité d'un long tube au delà d'un robinet ouvert seulement en partie. La pression mesurée au bec g d'écoulement, pendant l'[illegible], est 0,05 cm [illegible] [illegible] dans les expériences 3, 4 et 6.

Le bec g [illegible] à 0,9 cm en [illegible] du plan de rotation de l'hélice, à 0,4 cm en arrière du plan normal au trajet T qui passe par l'axe de l'hélice (1 et 2).

La vitesse de rotation de l'hélice est 47 tours à la seconde [illegible] dans le cas des expériences 3, 4 et 6.

L'étincelle est une [illegible] dans le sens parallèle à la direction T de la lumière elle a 0,22 cm [illegible] dans le sens perpendiculaire, 0,07 cm.

La striographie 0, obtenue, comme les autres, avec la lumière d'une étincelle, est relative au cas où l'hélice ne tourne pas; elle montre sur le fond clair l'épreuve est un *négatif* deux bandes sombres correspondant aux deux bords du jet, et, entre les deux, [illegible] bandes.

Les 6 autres *négatifs* sont relatifs à différentes phases du phénomène périodique; la phase est définie [illegible] par la position de l'aile de l'hélice qui se trouve dans le champ à l'instant où l'étincelle éclate. Les striographies, obtenues avec plusieurs autres, dans un ordre quelconque, ont été rangées par ordre de phase sur la fig. 6. Les phases 1 et 2 sont relatives au passage d'une aile très près du jet; sur 3 et 4 cette aile s'est éloignée en passant en avant vers la droite; sur 5 elle a disparu du champ et l'aile opposée apparaît à son tour inclinée en sens contraire parce qu'elle est dans le sens opposé; en 6 la même aile n'est pas encore passée devant le jet dont elle est proche; nous avons ainsi sous les yeux quelques aspects d'une demi-période de la rotation de l'hélice à deux ailes $\left(\frac{1}{94}\text{ de seconde}\right)$ c'est-à-dire d'une période entière des déformations périodiques du jet gazeux.

Ces striographies forment deux groupes suivant la distance de l'axe du jet vertical à la circonférence balayée par l'extrémité des ailes de l'hélice. Cette distance est $0^{cm},15$ pour les *striographies* 1, 2 et 5; on voit que le jet s'écarte, par coudes assez brusques, de la région de passage d'une aile d'hélice (1 et 2). La même distance est réduite à $0^{cm},05$ pour les *striographies* 3, 4 et 6, sur 3, on voit le jet se recourber en crosse et, sur 4, s'ouvrir en $\propto$.

Pour interpréter ces 6 striographies négatives, on remarquera que l'aspect du jet s'y réduit presque à une strie noire, aspect complémentaire de la striographie 0, du jet non troublé. Cette circonstance simplifie les particularités des striographies telles que les inflexions du jet autour de l'aile et l'enroulement du jet au-dessus (2, 3 et 4).

Normalement le fond devrait être clair sur ces striographies négatives; l'aile et le bec *g* devraient s'y détacher en sombre, car les corps opaques sont lumineux sur le fond sombre interférentiel. On voit un aspect tout différent sur 4; le champ n'a été réglé à peu près sombre que dans la partie où se produit le jet; cela n'a fait qu'y augmenter, semble-t-il, la sensibilité, la lumière était sur le point de reparaître intense et y a fourni des stries plus détaillées que sur la striographie 2, par exemple. Un tel mode opératoire serait moins indiqué si l'étincelle électrique était produite par une capacité notablement plus grande, ou si les miroirs argentés, peu avantageux surtout dans le second azimuth de polarisation, étaient remplacés par des prismes à réflexions totales.

Stroboscope interférentiel à circuit triangulaire.

10. Propriétés générales. — Avec un nombre pair de miroirs [illegible] les faisceaux I et II du circuit [illegible] géométriquement superposés, ne sont plus retournés l'un par rapport à l'autre. Il suffit pour s'en convaincre [illegible] le faisceau I [illegible] au circuit

triangulaire, deux miroirs M_1, M_2 sont associés au double prisme P_1, P_2. On ne limite plus les faisceaux qui restent superposés tout le long de ce circuit.

C'est ce dispositif à deux ou quatre miroirs auxiliaires que j'ai choisi dans mes recherches interférentielles sur les systèmes optiques en mouvement (*Le Radium*, 8, 1911, 1; *C. R.*, **152**, 1911, 510).

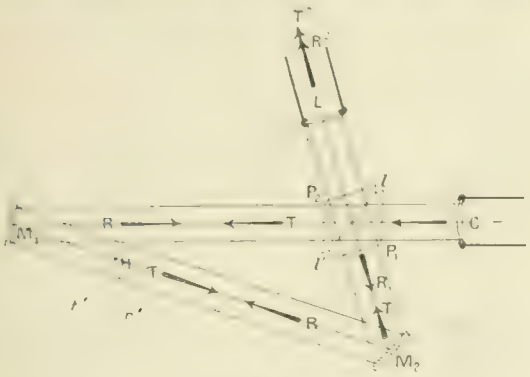


Fig. 7.

Il présente, en effet, l'avantage d'être bien moins sensible que le dispositif à nombre impair de miroirs aux défauts des surfaces des miroirs et du double prisme, aux défauts d'homogénéité du verre du double prisme, aux variations accidentelles de densité de l'air qui tendent à déformer les franges ou à les faire trembler. Il n'est cependant pas insensible aux troubles optiques de l'air, quand ils sont assez intenses ; il montre bien, en particulier, des stries blanches autour et au-dessus des doigts de la main placés dans le circuit optique.

Le réglage est semblable à celui que j'ai décrit à propos du circuit quadrangulaire.

Le procédé d'observation est semblable aussi. Seulement, les deux faisceaux T et R du circuit restant superposés, il y a toujours deux mises aux points différentes de la lunette L ou de l'appareil photographique, l'une par le faisceau T, l'autre par le faisceau R.

Si les stries sont produites au milieu H du contour du circuit, les deux mises au point correspondent à la même distance et sont simultanées, on peut alors faire coïncider exactement les deux images, maintenant égales, d'une strie. J'ai fait ainsi des observations et des photographies de jets gazeux.

Mais, sous cette forme, le dispositif est peu sensible en comparaison du dispositif à circuit quadrangulaire, tant qu'il s'agit de stries d'une largeur notable.

Si l'on suppose l'ouverture éclairante du foyer du collimateur réduite à un point, un seul groupe d'ondes planes forme la lumière incidente; l'appareil une fois réglé, les deux groupes d'ondes t et r coïncident exactement et ne diffèrent que par le sens de propagation dans le circuit. Alors un défaut d'homogénéité optique traversé aux mêmes points par les ondes parallèles t et r leur imprime le même retard optique ou la même avance.

En réalité, le collimateur donne une infinité de groupes d'ondes planes. Un seul (groupe central) correspond à la superposition exacte des ondes t et r. Il correspond au point du diaphragme focal du collimateur tel que, par autocollimation, ce point fasse son image sur lui-même. Je me suis servi souvent de cette propriété pour amener le centre du diaphragme focal en ce point; l'image d'autocollimation de l'ouverture du diaphragme coïncide alors exactement avec cette ouverture (un réticule a été employé aussi mais n'est pas indispensable).

Un point différent du centre de l'ouverture focale du collimateur définit un groupe quelconque d'ondes planes qui se divise dans le circuit en deux groupes d'ondes t', r' symétriquement inclinées de part et d'autre du groupe central. En considérant les circuits correspondants, on voit sans difficulté qu'ils ont même longueur totale; leur divergence n'entraîne pas de différence de marche et n'altère pas le champ sombre. Mais cette séparation angulaire des trajets des ondes r', t' influe sur la sensibilité du strioscope. L'observation montre que la sensibilité aux troubles optiques de l'air est plus grande quand ces troubles sont produits aux extrémités du circuit, près du double prisme et qu'elle diminue quand les troubles sont produits près du milieu H du circuit où l'on a réglé avec soin, comme on l'a dit au § 8 B, la coïncidence des deux images d'un diaphragme auxiliaire.

Si le circuit est, comme sur la figure 7, un triangle allongé, l'un M_1 des miroirs est très proche du milieu H du circuit ; alors le fond sombre strioscopique reste sensiblement aussi bon quand, au lieu d'un miroir interférentiellement plan; on met en M_1 un miroir courbe dont la flèche au centre atteint quelques longueurs d'onde. Cela tient à ce que les faisceaux T et R, se croisant exactement en H, utilisent presque exactement les mêmes régions du miroir M_1.

En séparant notablement au milieu H du circuit, les deux images du diaphragme auxiliaire, au lieu de les y faire coïncider; on obtient une sensibilité plus grande aux troubles atmosphériques. De cette manière on observe sur un champ de teinte interférentielle sensible sombre, une belle image verte des stries dues à l'air chaud des doigts.

11. Étude des petites stries. Microstrioscope interférentiel. — L'usage auquel convient tout spécialement le strioscope à circuit triangulaire (ou pentagonal) est l'étude des petites stries. Il est alors très sensible, et présente sur le strioscope à circuit quadrangulaire (ou hexagonal) l'avantage de donner un champ dont l'extinction et l'uniformité

sont plus parfaites, en effet, les faisceaux T et R du circuit étant presque exactement superposés, les défauts de la forme des surfaces optiques et les défauts d'homogénéité du verre du double prisme n'introduisent pas de différence de phase sensible entre les deux systèmes d'ondes et n'altèrent pas leur parallélisme.

Quand on met au point sur le double prisme, l'uniformité du champ sombre n'est sensiblement troublée que par les petits défauts locaux, tels que des bulles d'air, ou par les poussières des surfaces. Chacun de ces troubles apparait comme une petite tache brillante sur le fond sombre.

De même, quand on met au point la surface d'un miroir argenté M_2 du circuit, les moindres défauts de continuité de l'argenture apparaissent comme de petites taches brillantes, si le fond sombre a été rendu bien achromatique.

Une lame de verre, à faces parallèles, placée dans le circuit optique, apparait seulement par les petites discontinuités de sa surface; elle n'altère pas l'extinction générale du champ, à moins qu'elle n'ait des faces imparfaitement planes.

La sensibilité spéciale du dispositif, pour les défauts d'homogénéité de très petites dimensions, tient à ce que la mise au point étant faite par l'un T des deux faisceaux, la phase des vibrations T^2 est seule notablement altérée sur la petite image correspondante. La phase des vibrations R^2 n'est pas sensiblement altérée par cette image, parce que l'image correspondante n'est pas au point, et que le trouble de la phase de R^2 se trouve diffusé sur une grande étendue du champ; cela est d'autant plus exact que les deux mises au point sont plus différentes, c'est-à-dire que le centre du trouble optique est plus éloigné du milieu H du circuit; cela est aussi d'autant plus vrai que le trouble optique est de plus petite étendue, et le circuit plus long.

Ceci ne saurait de prime abord, [illegible] pour mettre en évidence de très petites [illegible] correspondant à des différences de phase à une [illegible] fraction de longueur d'onde. Il y aura lieu de l'employer dans ce cas, [illegible] quelques millimètres [illegible] la longueur du double prisme et celle du bras [illegible], on observera avec un microscope [illegible], on pourra employer un tel microstrioscope interférentiel pour compléter, dans certains cas, les possibilités d'observation offertes [illegible] par [illegible], le [illegible] diffraction que les petites particules.

Les dispositifs interférentiels à faisceaux [illegible] ne sont pas les seuls capables de servir à la strioscopie. Ils ont toutefois l'avantage [illegible] possible les faisceaux interférents, c'est-à-dire d'éliminer le [illegible] possible les défauts des surfaces optiques et ceux des verres traversés; de plus, ils donnent l'achromatisme aussi parfait que possible, pour l'une des deux conditions fondamentales de l'interférence complète, l'opposition de phase des deux vibrations interférentes.

J'ai pensé, dès le début de mes recherches, que le double prisme de verre pouvait remplacer utilement, dans certains cas, la lame de verre à une face argentée transparente de l'interféromètre classique à plan de référence de M. Michelson. Bien que je n'aie pas encore eu le temps d'expérimenter à ce sujet, je me permets de signaler les particularités de l'interféromètre ainsi modifié; je prendrai pour exemple le cas, représenté figure 8, où les deux miroirs de M. Michelson sont supprimés, les faces latérales m et m' du double prisme faisant alors office de miroirs :

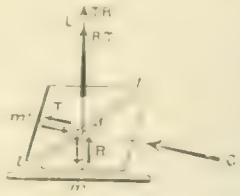


Fig. 8.

Un faisceau C de lumière entre dans le double prisme, traverse la lame d'air ll' suivant T et s'y réfléchit suivant R. Le faisceau T se réfléchit aux environs de la normale, sur la face m' argentée extérieurement, revient se réfléchir sur ll' et sort en TR. Le faisceau R se réfléchit sur m, revient traverser ll' et sort en RT. Les faisceaux TR et RT ont toujours même amplitude, quelle que soit l'incidence. C'est l'avantage du dispositif; il n'y a plus besoin de polariseur et la lumière peut converger davantage. Le point délicat est le réglage des longueurs des chemins optiques $lm'l$ et lml, nécessaire pour obtenir le fond [illegible].

L'instrument L sera un viseur ou bien un microscope. Le dispositif me semble particulièrement intéressant comme strioscope. Il suffit d'un double prisme de quelques millimètres de côté et d'une lame à faces parallèles m, argentée sur sa face inférieure. Entre la face supérieure de cette lame et la face adjacente du double prisme, on pourra former une couche mince d'un liquide colloïdal pour en observer les particules. Une fois pour toutes, on aura fait glisser convenablement l'un des deux prismes par rapport à l'autre, de façon que le miroir m étant en place, il n'y ait plus dans chaque opération qu'à l'incliner très légèrement et à le déplacer à peine parallèlement à lui-même. Si le double prisme est en crown et la lame m, d'épaisseur convenable, en flint, il sera possible d'observer des franges rendues achromatiques par l'[illegible] de la différence de dispersion des deux verres. On choisira la frange la plus noire, et on l'élargira par une inclinaison légère du miroir m, [illegible] le fond [illegible]. Le microscope L sera mis au point sur la couche colloïdale, [illegible] de [illegible] aux petites dimensions du double prisme, l'influence des défauts

d'homogénéité du verre pourra être très réduite. Le réglage a l'inconvénient d'exiger un déplacement très lent de la lame *m*, en même temps qu'une exacte orientation de cette lame. La construction exigera une taille très perfectionnée des deux surfaces *m* et *m'*, qui ne réfléchissent chacune qu'un des deux faisceaux T et R entièrement séparés. Mais la possibilité d'employer, sans polariseur, une lumière assez convergente donne à ce microstroboscope un intérêt spécial.

Manuscrit reçu le 25 Mai 1911.

Sur la solubilité de l'émanation du radium dans les liquides organiques[1]

Par Eva RAMSTEDT

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

Les premières mesures de la solubilité de l'émanation du radium dans les liquides sont dues à M. Traubenberg[1]. Il a constaté que l'absorption de l'émanation a lieu d'après la loi d'Henri Dalton. De plus il a démontré qu'elle est environ vingt fois plus grande dans les liquides organiques comme le pétrole, l'alcool et le benzène que dans l'eau. Il indique aussi que la solubilité décroît, quand la température s'élève.

L'influence de la température a été étudiée plus soigneusement par M. Hofmann[2] pour l'eau, le pétrole et le toluène. Cette influence a été constatée aussi par ceux qui ont examiné les eaux des sources[3].

Plus tard, M. Koller[4] a démontré que l'émanation est moins soluble dans les solutions salines que dans l'eau, les solutions équimoléculaires ayant probablement le même pouvoir absorbant. Il a aussi constaté la variation continue de la solubilité de l'émanation pour les mélanges d'eau et d'alcool.

Dans toutes ces recherches on opérait de la manière suivante : en faisant passer plusieurs fois un volume d'air déterminé au travers d'une certaine quantité de liquide ou en agitant le liquide avec l'air, on arrive à un état d'équilibre entre les concentrations de l'émanation dans l'air et dans le liquide. L'air actif est ensuite envoyé dans un appareil où son ionisation peut être mesurée. Puis on rétablit un nouveau régime entre le liquide qui reste et une autre quantité d'air inactif. En mesurant l'activité de ce volume d'air on peut calculer le coefficient de solubilité, c'est-à-dire le rapport des concentrations de l'émanation dans le liquide et dans l'air.

Comme il semblait utile de connaître la solubilité de l'émanation du radium dans un grand nombre de liquides, ainsi que l'augmentation de cette solubilité aux températures plus basses que la température ordinaire, Mme Curie m'a proposé d'entreprendre une recherche sur ce sujet.

J'ai utilisé une méthode simple qui permet de mesurer et de comparer directement les concentrations de l'émanation dans le liquide et dans l'air sans déplacement de l'air actif.

Voici en quoi consiste cette méthode. Deux tubes en verre de 9 à 10 mm de diamètre et d'environ 17 cm de longueur communiquent entre eux par un robinet à large voie, de 7 à 8 mm de diamètre. L'un des tubes est rempli de liquide laissant seulement une petite bulle d'air; dans l'autre, on introduit l'émanation après y avoir fait préalablement le vide, et on le scelle à la lampe. L'appareil est ensuite entouré d'un bain à la température désirée. En inclinant le tout on fait circuler le liquide et le gaz des deux tubes par le robinet pendant vingt minutes. Après ce temps, le régime est sûrement obtenu. On redresse alors l'appareil, on le laisse encore quelques minutes dans le bain pour que le liquide restant aux parois ait le temps de couler autant que possible dans le tube inférieur; on retire l'appareil du bain et on ferme aussitôt le robinet. L'air et le liquide se trouvent ainsi séparés, de sorte qu'on peut laisser l'appareil à la température ordinaire jusqu'à ce qu'un régime constant soit établi entre l'émanation présente dans chaque tube et son activité induite. On peut considérer que cela a sensiblement lieu cinq heures après l'agitation. C'est au plus tôt au bout de ce temps-là que les mesures ont été effectuées.

Pour les mesures on a utilisé l'ionisation produite par les rayons pénétrants du dépôt actif. L'un des tubes de l'appareil (A) est introduit, comme le montre la figure, verticalement à l'intérieur d'un tube de zinc (B), qui est placé suivant l'axe d'une boîte cylindrique (C). Le tube et la boîte constituent l'une des

1. Traubenberg, *Phys. Zeitschr.*, 5 (1904), 150.
2. Hofmann, *Phys. Zeitschr.*, 6 (1905), 757. Voir aussi les mesures pour l'eau, reprises par Hofmann, publiées par MM. Mache et Meyer, *Phys. Zeitschr.*, 6 (1905), 692.
3. Par exemple Mache et Meyer, *loc. cit.*
4. Koller, *Phys. Zeitschr.*, 9 (1908), 6.

1. Manuscrit communiqué par l'auteur.

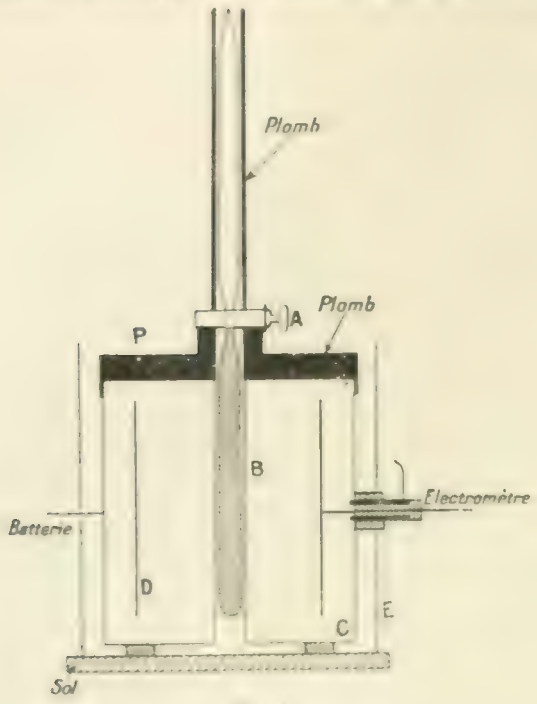


Fig. 1.

[illegible]

[illegible]

en réduire la correction à quelques pour cent, la correction étant d'autant plus grande que la solubilité est plus grande. Il est pourtant assez difficile de la déterminer avec exactitude.

5° Quand l'appareil a été à des températures basses, la concentration de l'émanation est, à cause de la dilatation du liquide, plus grande lorsque l'appareil se trouve dans la [illegible] au moment où on fait les mesures. Comme c'est la concentration de l'émanation dans une partie définie du tube qui intervient dans mes mesures, il faut introduire une correction proportionnelle au coefficient de dilatation du liquide.

6° L'activité induite pourrait se déposer de différentes manières dans le liquide et dans l'air, de sorte qu'en comparant des parties correspondantes des deux tubes on ne compare pas des parties correspondantes du dépôt actif. D'après les recherches faites sur le dépôt actif dans l'air, celui-ci diffuse vers les parois, mais subit aussi l'action de la pesanteur [1]. Pour s'assurer que le dépôt actif se dépose dans la partie du tube où il s'est formé, l'appareil reste couché quelques heures avant les mesures. La plupart des expériences que j'ai faites pour voir s'il y a une influence de la position de l'appareil ont donné un résultat négatif, mais quelquefois, par exemple pour le sulfure de carbone, la position semble intervenir. On remarque dans ce cas une augmentation du courant, si l'appareil reste longtemps debout. On pourrait peut-être expliquer cet effet en admettant que le dépôt actif, sous l'action de la pesanteur, s'accumule dans la partie inférieure du tube introduit dans le condensateur.

Mais où se trouve l'activité induite du liquide? J'ai constaté que si l'on chasse le liquide d'un tube de l'appareil dans l'autre, une partie de l'activité induite est chassée en même temps, tandis qu'une autre reste aux parois. Une influence de la position n'a pas pu être constatée. Mais si une partie du dépôt actif est ainsi répandu dans le liquide, l'absorption des rayons pénétrants par le liquide même pourrait intervenir. Pour presque tous les liquides étudiés la solubilité de l'émanation est grande. Il en résulte que la grandeur des courants produits par le liquide et par l'air est très différente. Pour diminuer cette différence un écran en plomb (0,7 mm.), a été mis tout autour du tube du condensateur lors des mesures du liquide. Cet écran, en absorbant toutes, la plus grande partie des rayons β, a aussi l'avantage de diminuer de beaucoup l'influence de l'absorption du rayonnement par le liquide lui-même. En admettant que le dépôt actif est uniformément répandu dans le liquide, on peut calculer [illegible] moyenne du liquide traversée par les rayons pénétrants. Des expériences ont montré qu'en présence de l'écran de plomb, on [illegible] l'épaisseur [illegible]

[1] [illegible]

seur équivalente à l'épaisseur du liquide ainsi calculée ne diminue le courant que d'un pour cent dans le cas du liquide le plus lourd, c'est-à-dire le chloroforme. Le plus souvent l'absorption ne serait qu'un demi pour cent et par conséquent négligeable.

Pour étudier l'influence de la température, je faisais des expériences : 1° à la température ordinaire, 2° à zéro degré et 3° à la température obtenue par un mélange de glace et de sel (sauf pour les liquides facilement congelables ou très visqueux).

Les différentes mesures montrent une concordance de 1 à 2 pour cent tout au moins là où la solubilité n'est pas trop grande. Des déterminations faites avec différents appareils donnent la même concordance.

Les mesures ont été répétées au moins quatre fois à la température ordinaire et deux fois aux autres températures. Vu les corrections à faire, surtout celle causée par le liquide restant dans le tube à gaz, il faut généralement admettre une erreur possible de 3 pour 100. Dans les cas où la solubilité de l'émanation est très grande, les causes d'erreur augmentent.

L'eau et des liquides organiques de différentes espèces ont été examinés. Ils étaient achetés comme purs, séchés et redistillés. L'éther et l'alcool étaient distillés sur du sodium.

Il était assez difficile de trouver une graisse convenable pour le robinet, quand on avait affaire aux liquides organiques qui dissolvent les graisses ordinaires. Pour plusieurs liquides comme les carbures d'hydrogène j'ai employé une solution concentrée de chlorure de zinc mélangée à de l'amidon. On en fait une pâte assez liquide, qui, après quelques jours, devient transparente et prend une consistance visqueuse. Pour d'autres liquides, qui attaquent le chlorure de zinc, je me suis servie d'une solution de chlorure de calcium mélangé à la farine. Pour l'alcool on peut employer un mélange de vaseline et de paraffine lavé avec de l'alcool chaud. Les robinets ont été protégés contre l'action de l'eau du bain par des capuchons en caoutchouc.

L'émanation employée provenait d'une solution de 1 cg de chlorure de radium ; on la laissait généralement s'accumuler pendant deux jours.

Le tableau I montre le coefficient de solubilité α de l'émanation pour les liquides examinés à différentes températures. Le fait que les liquides organiques absorbent plus que l'eau a été confirmé pour tous les liquides sauf la glycérine, mais il existe entre eux de grandes différences. Ainsi le sulfure de carbone absorbe six fois plus que l'aniline. Les nombres obtenus pour le pouvoir absorbant de l'eau concordent parfaitement avec ceux indiqués par Hofmann[1]. D'après les mesures de Kofler[2] le coefficient de solubilité de l'alcool absolu

Tableau I.

Liquides	α 18°		0°	−18°	$\frac{d\alpha}{\alpha\, dt}$
Glycérine. . . .	0,21		.	»	»
Eau	0,285	0,59 [illegible]	0,52	»	0,051
Aniline	3,80	»	4,45	»	0,0150
Alcool absolu. .	6,17		8,28	11,4	0,0165
Acétone	6,50	»	7,99	10,8	0,0155
Acétate d'éthyle.	7,55	»	9,41	13,6	0,0174
Huile de paraffine	9,2		12,6	»	.
Benzène	12,82	16,54 [illegible]	»	.	»
Xylène. . . .	12,75	.	.		.
Toluène	13,24	»	18,4	27,0	0,0195
Chloroforme . .	15,08	»	20,5	28,5	0,0182
Éther	15,08		20,9	29,1	0,0184
Hexane (66° — 70°).	16,56	. »	25,4	35,2	0,0205
Cyclohexane (80°)	18,04		.	»	.
Sulfure de carbone.	23,14	.	33,4	50,5	0,0210

devrait être 6,4 à 18 degrés[1], alors que j'ai trouvé 6,17. Pour le toluène j'ai obtenu 13,24 tandis que Hofmann a trouvé un nombre bien plus petit 11,85 à 20°.

Dans le cas de l'éther j'ai observé un phénomène analogue à celui qu'a trouvé Mme Curie pour l'air desséché en mesurant les rayons pénétrants. Les différentes mesures de l'activité montrent de grandes irrégularités, souvent 6 pour 100, quelquefois même plus. Toutefois les moyennes des différentes expériences concordent assez bien. L'huile de paraffine et la glycérine offrent des difficultés à cause de leur grande viscosité qui fait qu'une quantité de liquide assez notable reste sur les parois de verre. Les valeurs obtenues donnent tout de même une idée de leur pouvoir absorbant.

Comme cela a été montré précédemment, la solubilité augmente beaucoup quand la température baisse. Le coefficient de température ou l'augmentation relative de la solubilité par degré à zéro est introduit dans la dernière colonne du tableau. Il est du même ordre de grandeur pour tous les liquides organiques. Il augmente généralement un peu avec la solubilité. L'eau fait ici exception ayant un coefficient de température plus grand que les autres liquides.

Il semble très difficile de trouver une loi d'après laquelle l'absorption a lieu. On pourrait se demander si la constitution chimique n'intervient pas. Dans les carbures d'hydrogène, par exemple, l'émanation est très soluble ; toutefois il y a des différences très nettes pour les différentes séries. Dans la série grasse il y a probablement une diminution de solubilité pour les homologues plus riches en carbone. Ainsi le pouvoir absorbant de l'hexane est de 16,6, celui du pétrole

1. Hofmann, *loc. cit.*
2. Kofler, *loc. cit.*

1. Mme Curie, *Le Radium*, 7, 1910, 57.

de 9,9 d'après Hofmann et celui de l'huile de paraffine 8,1 pour près 9,2.

Il est assez intéressant de voir que les hexanes, appartenant à la série paraffine le pétrole américain, et le cyclo-hexane, qui dérive des pétroles russes, ont des pouvoirs absorbants assez voisins, le cyclo-hexane dissolvant pourtant un peu plus.

Pour voir ce que fait l'entrée du groupe CH^3 dans la série aromatique j'ai examiné le benzène, le toluène et le xylène, mais le résultat n'indique pas de loi précise, l'émanation ayant une solubilité un peu plus grande dans le toluène que dans les deux autres.

On pourrait aussi penser à différentes propriétés physiques des liquides comme par exemple la volatilité ou la viscosité. Ainsi on constate que les liquides d'un grand pouvoir d'absorption sont très volatils et très fluides comme le sulfure de carbone, l'hexane, l'éther et le chloroforme, tandis que la glycérine est en même temps très visqueuse, très peu volatile et très peu absorbante. Toutefois il n'y a pas ici non plus de loi précise. L'acétone, par exemple, est plus volatil et aussi fluide que l'hexane et presque trois fois moins absorbante, l'huile de paraffine, étant ce qu'il y a de plus visqueux et de moins volatil montre pourtant un pouvoir absorbant assez grand.

Peut-être [illegible] trouver des régularités en examinant un nombre de liquides plus considérable. Je veux seulement comparer ici les solubilités de l'émanation du radium à celles trouvées par M. Just[1] pour l'anhydride de carbone, l'oxyde de carbone, l'hydrogène et l'azote dans des liquides organiques. Il a constaté que si l'on range les liquides d'après leur pouvoir absorbant l'ordre est à peu près le même pour les différents gaz. Dans le tableau 2 se trouvent les liquides qui [illegible] à tous les deux, rangés d'après leur pouvoir absorbant à la température ordinaire : dans la première colonne les résultats de M. Just pour l'anhydride de carbone, dans la seconde pour l'oxyde de carbone et l'azote, et dans la dernière ceux que j'ai trouvés pour l'émanation.

Tableau II.

CO_2	CO et N_2	Émanation
[illegible]	[illegible]	[illegible]
Eau.	Eau.	Eau.
[illegible]	Aniline.	Aniline.
Aniline.	[illegible]	Alcool.
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
Alcool.	[illegible]	Xylène.
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
	[illegible]	[illegible]

Le tableau montre plusieurs analogies entre l'émanation et les autres gaz, mais aussi de grandes différences, par exemple en ce qui concerne les positions du sulfure de carbone et du groupe alcool, acétone, acétate d'éthyle. Il est vrai que l'ordre trouvé pour les autres gaz diffère aussi un peu, mais ces différences sont très petites comparées à celles qui ont lieu pour l'émanation du radium. Peut-être ces dernières sont-elles dues à ce que l'émanation est un gaz monoatomique. Il serait intéressant de voir si les autres gaz monoatomiques se comportent de la même manière.

Je veux aussi noter que M. Just a trouvé que la solubilité de l'anhydride de carbone dans les liquides organiques augmente quand la température baisse, comme cela a été constaté pour l'émanation, tandis que le contraire a lieu pour les autres gaz. Dans le cas de l'eau il y a toujours une augmentation.

Avant de terminer, je tiens à exprimer ma grande reconnaissance à Mme Curie pour le bon accueil qu'elle m'a fait dans son laboratoire et à remercier Mme Curie et M. Debierne pour les précieux conseils qu'ils ont bien voulu me donner au cours de ce travail.

1. [illegible] 37 [illegible]

[illegible] 1911.

Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux actifs

Par Ellen GLEDITSCH

[illegible]

[illegible] rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux [illegible] d'après des recherches faites par Eve, Strutt et Boltwood. L'étude le plus complète avait été faite par Boltwood. Il avait examiné un grand nombre de [illegible] différents [illegible] composition chimique, propriétés cristallines et provenance. La [illegible] des minéraux [illegible] et la comparaison [illegible] par les travaux de Strutt et de Eve [illegible] avec les [illegible] contraires aux résultats de Boltwood. Il y avait [illegible] des objections à faire contre la méthode employée. Je rappelle brièvement que Boltwood attaqua une petite quantité de minéral pulvé-

1. [illegible]

2. [illegible] 48 [illegible] 1906.

risé par un acide convenablement choisi. La quantité d'émanation dégagée pendant l'attaque fut introduite dans un condensateur et mesurée quelques heures plus tard.

On se demande si toute l'émanation contenue dans un minéral peut être mise en liberté au moment de la dissolution. Il y a tant de minéraux qui forment, sous l'attaque d'un acide, des dépôts insolubles, qui retiennent une partie de l'activité; il semble que cela pourrait causer des pertes d'émanation; d'autre part, Boltwood a dû faire une correction pour l'émanation perdue par les minéraux avant leur dissolution. Pour certains minéraux, cette correction monte à 20 pour 100 de la quantité totale de l'émanation, et je suis incliné à croire qu'elle a pu causer des erreurs considérables.

Sur la proposition de Mme Curie, j'ai entrepris, il y a trois ans, des recherches concernant le rapport radium-uranium dans les minéraux. Il semblait intéressant de savoir si, par d'autres méthodes, on arrivait toujours aux mêmes résultats que Boltwood. Mes premières expériences ont tout de suite montré que le rapport n'était pas si constant qu'on le supposait, qu'il y avait déjà, pour les trois premiers minéraux choisis, des différences nettes quoique petites. Depuis cette publication, j'ai continué les analyses de minéraux actifs et mes premières expériences se trouvèrent toujours confirmées. Récemment, des recherches sur le même sujet ont été publiées par M. Marckwald et Russell et par M. Soddy et Mlle Pirret. Avant de parler des résultats obtenus par ces auteurs, je donnerai quelques détails sur mon travail.

Dosages du radium.

Pour doser le radium, je me suis servie de préférence de la méthode déjà publiée, qui permet de séparer le radium du minéral et de le doser à part. Voici en quoi consiste la méthode :

On met en solution une quantité relativement grande du minéral, jusqu'à 100 grammes, on y ajoute un peu de chlorure de baryum et on précipite à l'aide d'acide sulfurique. Le précipité formé, qui contient des sulfates de baryum et de radium (éventuellement de plomb) est séparé par décantation et filtration; une nouvelle quantité de chlorure de baryum est introduite dans la solution et ensuite précipité par l'acide sulfurique. J'ai précipité ainsi à plusieurs reprises jusqu'à ce que les sulfates obtenus ne soient plus actifs ou ne contiennent qu'une quantité de radium tout à fait négligeable.

En travaillant avec soin et en prenant des précautions qui conviennent à chaque minéral, on arrive le plus souvent à avoir à peu près tout le radium dans le premier précipité.

On transforme les sulfates obtenus en carbonates en les faisant bouillir avec un mélange de carbonate de soude et de la soude; la soude enlève une partie du plomb et facilite beaucoup les filtrations. Les carbonates sont ensuite dissous dans l'acide chlorhydrique étendu. De la solution ainsi obtenue, une petite partie est mise dans un flacon; on élimine complètement l'émanation en faisant plusieurs fois le vide dans le flacon et en faisant passer un courant d'air, ensuite on scelle le flacon et on abandonne la solution pendant quelque temps pour que l'émanation s'accumule. On introduit ensuite l'émanation dans un condensateur où on a fait préalablement le vide, et on mesure son activité 3 heures après l'introduction. C'est la méthode décrite par Mme Curie[1]. Je me suis généralement arrangée pour avoir un temps d'accumulation de 30 à 50 heures environ. On obtient facilement des résultats qui varient de moins de 1 pour 100.

La méthode pourrait donner lieu à trois causes d'erreur : 1° les solutions où les précipitations ont été effectuées pourraient retenir du radium; 2° une partie du radium aurait pu passer dans les solutions de carbonate de soude, avec lesquelles on a fait bouillir les sulfates actifs; 3° les minéraux laissent quelquefois des résidus insolubles qui auraient pu contenir du radium.

Mes recherches ont montré que la quantité de radium laissée dans les solutions des minéraux est tout à fait négligeable; dans aucun cas je n'y ai trouvé plus que 0,3 pour 100 de la quantité totale du radium et ordinairement beaucoup moins. Les solutions de carbonate de soude peuvent en contenir davantage; toutefois je n'y ai jamais trouvé plus que 1 pour 100. Pour éviter cette perte, j'ai toujours gardé toutes les solutions de carbonate de soude, je les ai réunies pour une analyse et, après les avoir neutralisées avec de l'acide chlorhydrique, j'y ai précipité du sulfate de baryum. Quand l'analyse a été bien faite, ce précipité montre une activité très faible. On le transforme en chlorure et on l'ajoute à la solution principale des chlorures.

Quant aux résidus laissés après l'attaque du minéral, j'ai trouvé qu'on peut toujours arriver à en extraire tout le radium. Des traitements différents peuvent être utilisés; généralement j'enlève l'acide silicique par une attaque avec l'acide fluorhydrique, j'ajoute de l'acide sulfurique et je fais évaporer à sec. Le résidu est bouilli avec un excès de carbonate de soude ou, dans certains cas, fondu avec ce même réactif.

J'ai désiré faire des analyses de radium aussi par d'autres méthodes. On pourrait penser qu'en mettant le minéral en solution, on pourrait faire accumuler l'émanation du radium dans cette solution même et

1. *Traité de radioactivité.*

[illegible]

J'ai appliqué cette méthode à certains minéraux, en les soumettant à deux procédés différents. Si le minéral est riche en radium, j'en fais une solution concentrée. De celle-ci j'introduis deux ou trois parties [illegible] 20 centimètres, dans des flacons d'une grandeur convenable, de 40 à 80 cm³ de [illegible]. On [illegible] l'émanation de la solution en faisant plusieurs fois le vide dans le flacon et en y faisant passer un courant d'air. On scelle le flacon, on l'abandonne pendant deux ou trois jours, et ensuite on introduit l'émanation accumulée dans un grand condensateur de 3 litres où l'on a fait préalablement le vide.

Si l'on a affaire à un minéral pauvre en radium ou peu soluble, il faut employer une plus grande partie de la solution; il devient alors indispensable de la chauffer pour en chasser l'émanation dissoute. 40 à 100 cm³ de la solution sont introduits dans un ballon muni de deux tubes dont un (*a*), traverse un réfrigérant ascendant, tandis que l'autre (*b*), qui sert à faire entrer l'air, descend jusqu'au fond du ballon. On chauffe la solution sous pression réduite, on fait deux ou trois fois le vide dans le ballon et on fait ensuite passer un courant d'air lent au travers de la solution bouillante. Les deux tubes sont ensuite scellés et le ballon est abandonné pendant deux ou trois jours. Le tube (*a*) est uni à un grand condensateur de 3 litres, où l'on a fait préalablement le vide, et l'émanation accumulée est chassée du ballon; vers la fin de l'opération on peut boucher la solution et y laisser passer un courant d'air.

J'ai fait usage de cette méthode pour la carnotite, la clévéite, la broeggerite, la thorianite et la chalcolite. Les analyses ont été faites par les méthodes antérieures par la méthode décrite précédemment, séparation du radium par des sulfates et transformation de ceux-ci en chlorures. J'ai obtenu par les deux méthodes différentes des concordances parfaites. Je dois toutefois dire que je trouve la méthode à [illegible] dans la solution minérale bien inférieure à l'autre. Premièrement, elle ne se laisse appliquer avec avantage qu'aux minéraux relativement riches en radium et [illegible] Si une précipité [illegible] pour les [illegible] qui contiennent des sulfates, [illegible] n'existe plus, et on a tout avantage à recourir à l'autre, qui permet généralement de traiter les résidus [illegible] sulfates précipités.

Ensuite, je crois [illegible] que la méthode à chauffer [illegible] presque toujours du radium. J'ai constaté, pas une [illegible] que la solution qui contenait une solution minérale diminuait en activité pour chaque mesure [illegible]. L'explication en est facile. En faisant le vide dans le barboteur pour purifier la solution, ou pour en extraire l'émanation, on extrait l'excès d'acide qui était nécessaire pour tenir le minéral en solution; des silicates, des phosphates, éventuellement des sulfates se précipitent en quantité croissante, et ils entraînent tous une partie du radium.

MM. Marckwald et Russel disent, dans leur dernière publication[1] : « Sie (Mlle Gleditsch) schlug daher einen recht umständlichen Weg ein, der vielleicht ihre Messungen ungünstig beeinflusst hat... »

Je serai la première à admettre que la méthode choisie n'est pas rapide, mais je ne conçois pas, en ce moment, comment cela a pu fausser les résultats. Comme je l'ai déjà dit, j'ai pu quelquefois appliquer les deux méthodes différentes à un même minéral : quand j'ai eu des difficultés à obtenir une bonne concordance, celles-ci étaient causées par les solutions minérales et surtout par des dépôts formés.

Pour éviter la formation des combinaisons insolubles dans les solutions, MM. Marckwald et Russell emploient quelquefois l'acide sulfurique concentré comme dissolvant.

Il me semble difficile, même injustifié, de comparer directement deux quantités d'émanation, extraites, l'une d'une solution chlorhydrique, l'autre d'une solution en acide sulfurique concentré. On a vu si souvent que si l'on désire avoir des résultats vraiment précis il faut s'arranger pour faire ses mesures toujours sous les mêmes conditions.

Dosages de l'uranium.

Pour doser l'uranium, il a fallu modifier un peu la méthode pour chaque minéral différent. J'ai suivi à peu près l'ordre suivant :

La solution est précipitée par l'hydrogène sulfuré, et on filtre. Je me suis aperçue que dans les minéraux riches en cuivre, par exemple dans la chalcolite, l'uranium est facilement entraîné avec les sulfures. On évite la difficulté en travaillant dans des solutions très étendues et bien acides; on peut ajouter quelques gouttes d'acide nitrique avant la précipitation.

Après avoir lavé le précipité de sulfures, le liquide filtré est chauffé pour chasser l'hydrogène sulfuré. On y ajoute de l'acide nitrique pour oxyder le fer et l'uranium, et on fait bouillir. Au liquide refroidi à [illegible] d'ammoniaque. Si le précipité [illegible] doit le dissoudre et répéter la précipitation pour s'assurer qu'il n'y a pas d'uranium entraîné. Les liquides filtrés sont évaporés au bain-marie presque à sec, et le

[1] [illegible]

résidu est dissous dans l'eau acidulée; dans les minéraux qui contiennent des terres rares, celles-ci sont éliminées en ce moment, ou dans certains cas, avant la précipitation du fer, toujours à l'aide d'acide oxalique. Quand je me suis servie de ce réactif, j'ai toujours fait évaporer le liquide après filtration, en ajoutant quelques gouttes d'acide sulfurique. Le résidu est calciné et ensuite dissous dans l'acide nitrique étendu, et l'analyse est continuée.

Dans la solution exempte de fer et de terres rares, l'uranium a été dosé par plusieurs méthodes, et j'ai souvent appliqué sur un même minéral deux méthodes différentes pour éviter autant que possible les causes d'erreur.

1° On fait évaporer la solution à sec en ajoutant assez d'acide sulfurique pour transformer les sels contenus en sulfates; le résidu est additionné d'une quantité suffisante d'eau pour dissoudre les sulfates formés et ensuite de 3 fois le volume d'alcool. Le calcium est précipité après quelques heures. On filtre et on évapore la solution pour chasser l'alcool. Après avoir ajouté un peu d'acide nitrique, on amène la solution à un volume convenable — pour 0,2 gr. d'uranium à 100 ou 150 cm³ — et on chauffe presque à l'ébullition. On ajoute un peu de nitrate d'ammonium et de l'ammoniaque en léger excès; on continue à chauffer jusqu'à ce que l'odeur ammoniacale soit presque disparue et on filtre. On lave à l'eau chaude additionnée de nitrate d'ammonium.

S'il y a des alcalis dans le minéral, le précipité d'uranate d'ammonium les retient opiniâtrément. On doit alors dissoudre le précipité dans l'acide nitrique étendu et chaud et répéter la précipitation comme elle a déjà été indiquée. On sèche ensuite le précipité, on le calcine et on pèse l'oxyde d'uranium obtenu. J'ai souvent calciné dans un courant d'oxygène, mais je ne l'ai pas trouvé nécessaire. Si on calcine dans un creuset de platine à l'aide d'un bon bec Bunsen, la différence entre les résultats obtenus dans l'air et dans l'oxygène est négligeable. Pour m'assurer que l'oxyde d'uranium est pur, je le transforme en UO_2. Il faut le calciner fortement dans un courant lent d'hydrogène et ensuite le laisser refroidir complètement en augmentant un peu la vitesse du courant gazeux. Si le précipité ne contient que de l'uranium, il se transforme entièrement et sans difficulté en UO_2.

2° On précipite par l'ammoniaque, comme il a été décrit précédemment. L'uranium est précipité avec les terres alcalines et les terres rares, qui n'ont pas été enlevées si elles se trouvaient en petite quantité. Le précipité bien lavé est dissous dans l'acide nitrique étendu et chaud, la solution obtenue est évaporée sur bain-marie dans une fiole à fond plat (Erlenmeyer) sous diminution de pression. Le nitrate d'uranium formé est, à l'état sec, soluble dans l'éther, tandis que des traces de fer, des terres rares, du calcium et d'autres impuretés restent insolubles.

La solution est additionnée d'eau, et l'éther est chassé; dans la solution aqueuse, on ajoute quelques gouttes d'acide nitrique et l'uranium est précipité, comme il a été déjà indiqué.

Cette méthode m'a rendu de très grands services, surtout pour les minéraux qui contiennent, comme les pechblendes, un grand nombre d'éléments. On évite l'usage de l'acide oxalique, un réactif qui nécessite une calcination, et on se débarrasse d'une manière facile et sûre des dernières traces de fer et de calcium qui sont facilement entraînées avec l'uranium par les autres méthodes. D'autre part, je n'ai pas trouvé favorable d'appliquer l'extraction par l'éther sur des grands résidus contenant de petites quantités d'uranium. Il est, d'après mon avis, indispensable d'enlever le fer avant l'extraction par éther, et si le minéral contient beaucoup de terres rares, il vaut mieux les éliminer également avant l'évaporation pour l'éther.

M. Soddy et Mlle Pirret disent dans leur note[1] que le nitrate de thorium se dissout dans l'éther; je n'ai jamais observé cela, quand le résidu était bien sec et l'éther pur et sec.

3° La présence d'acide phosphorique dans les minéraux nécessite d'autres procédés. La méthode la plus rapide est de précipiter l'uranium en état de phosphate. J'enlève d'abord le fer, etc., par l'ammoniaque en gardant le phosphate d'uranium en solution à l'aide de carbonate d'ammonium. Il faut ajouter l'ammoniaque à la solution à froid, et un grand excès de carbonate d'ammonium est nécessaire pour dissoudre le phosphate d'uranium. La solution filtrée est évaporée presque à sec, on ajoute de l'eau et de l'acide nitrique et on précipite l'uranium comme l'a indiqué Brearley[2], en présence d'acide acétique.

On peut aussi enlever l'acide phosphorique. Dans la solution, où le fer et l'aluminium sont précipités tandis que l'uranium reste en solution à l'aide d'un excès de carbonate d'ammonium, on ajoute du chlorure de magnésium, du chlorure d'ammonium et de l'ammoniaque. Après 24 heures environ on filtre, on ajoute de nouveau un peu de chlorure de magnésium, et on laisse la solution pendant 24 heures au moins. Tout l'acide phosphorique est ainsi précipité et dans la solution filtrée on dose l'uranium par une des deux premières méthodes.

Dans les solutions des chalcolites, j'ai précipité quelquefois l'uranium à l'état de phosphate; quelquefois j'ai enlevé l'acide phosphorique, et j'ai dosé l'uranium comme U_3O_8 après une extraction du nitrate d'uranium par de l'éther, et j'ai obtenu des résultats tout à fait concordants.

1. Soddy et Pirret. *Phil. Mag.*, 20 1910 545.
2. Brearley. The Analytical Chemistry of Uranium.

Voici quelques détails sur les minéraux examinés.

Carnotite. — Le minéral utilisé venait de Colorado; il formait une poudre jaune grisâtre, évidemment très impure, activité 0,76. La carnotite est un [illegible] de plomb [illegible] à des quantités [illegible] quartzeux.

J'ai dosé le radium par deux procédés différents :

1° 100 gr de minéral furent traités par l'acide chlorhydrique étendu et bouillant. Le minéral se dissolvant en laissant un grand résidu, 50 gr. pris après des lavages continus se montrait inactif. La solution fut évaporée à sec, et le résidu fut chauffé pendant plusieurs heures à 110° pour insolubiliser la silice. On ajouta de l'eau acidulée, et dans la solution filtrée on sépara le radium par précipitations répétées de sulfate de baryum. J'ai trouvé dans 100 gr de minéral 0,00000576 gr de radium.

2° 9,659 gr de minéral furent attaqués de la même manière que dans l'analyse précédente; la solution filtrée et concentrée à 80 cm³ fut mise dans un ballon, et le radium fut dosé comme il a été indiqué pour les minéraux pauvres en radium. Deux mesures ont donné 0,00000578 et 0,00000580 gr. de radium pour 100 gr. de minéral.

On voit donc que la concordance obtenue avec ces deux méthodes est bonne. Je dois ajouter que quand j'ai voulu faire une troisième mesure, je me suis rendu compte que l'activité de la solution avait baissé considérablement. [illegible] qui était formé un petit trouble [illegible] très léger sur le fond du ballon.

Dans les solutions exemptes de radium, l'uranium [illegible] par le procédé indiqué par Troost et Ouvrard. La solution chlorhydrique est évaporée à sec [illegible] d'acide nitrique. On reprend par l'eau chargée de nitrate d'ammonium; j'ai trouvé favorable de faire bouillir fortement avant de filtrer. Le liquide filtré est évaporé de nouveau avec l'acide nitrique, repris par l'eau chargée de nitrate d'ammonium et filtré. Il [illegible] sur les filtres, tandis que tout l'uranium se trouve dans la solution. Il est dosé par la méthode 2, l'extraction de l'azotate par l'éther, précipitation et calcination [illegible] il est nécessaire de précipiter l'uranium plusieurs fois; la carnotite contient beaucoup de potassium, et l'uranate [illegible]

[illegible] pour 100 [illegible]

$$\frac{Ra}{Ur} = [illegible] \times 10^{-10}$$

[illegible]

L'Autunite de France (d'Autun). — L'autunite est un phosphate double de calcium et d'uranium. Le minéral se composait des cristaux tabulaires jaune citron dans un sable brunâtre. J'ai séparé mécaniquement les cristaux aussi bien que possible, et j'ai obtenu ainsi un minéral d'activité 1,52 et une gangue inactive. Deux analyses ont été commencées simultanément, chacune sur 100 gr de minéral. On traite par l'acide chlorhydrique étendu et chaud qui ne laisse inattaqué que quelques grains de quartz et de mica, qui sont inactifs. Le liquide qui est troublé par de la silice, est évaporé à sec, ensuite on chauffe à 110° pendant plusieurs heures. On ajoute de l'eau et de l'acide chlorhydrique et on filtre. Le résidu est difficile à laver et j'attribue sa petite activité au radium retenu mécaniquement. Quoi qu'il en soit le résidu est additionné de quelques gouttes d'une solution de chlorure de baryum et traité par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique. Après l'attaque on évapore à sec, on chasse l'excès d'acide sulfurique, et l'on ajoute de l'eau acidulée. Après filtration la solution est réunie à la grande solution minérale où l'on sépare le radium avec des sulfates, tandis que le petit résidu est transformé en chlorures en même temps que les sulfates précipités dans le liquide.

[illegible] l'autre a donné dans 100 gr de minéral 0,0000117 gr de radium.

Pour une troisième analyse une nouvelle quantité de minéral a dû être pulvérisée et traitée. La marche suivie était la même que pour les autres; elle a donné 0,0000120 gr de radium dans 100 gr de minéral.

L'uranium a été dosé dans les deux solutions; des petites parties correspondant à 1 gr de minéral environ ont servi pour chaque analyse. Dans toutes ces analyses l'acide phosphorique a été précipité à l'état de phosphate ammoniaco-magnésien, et l'uranium a été précipité ensuite d'après les méthodes 1 ou 2 déjà indiquées. Pour la première solution les analyses ont [illegible] 46,49 pour 100 d'uranium, pour la deuxième 46,92.

Cela conduit pour toutes les deux au rapport

$$\frac{Ra}{Ur} = 2,56 \times 10^{-10}$$

Autunite du Tonkin. — [illegible] avec deux sortes de gangue [illegible] Les [illegible] les [illegible] avec une petite brosse raide on élimine une grande partie de la [illegible] 1,50.

[illegible] 50 gr de minéral. L'attaque et le traitement était exactement le même que celui déjà indiqué pour l'autunite d'Autun.

Le radium trouvé était pour 100 gr de minéral :

I. 0,0000122 et II. 0,0000125.

Dans les deux analyses, j'ai eu après l'ébullition avec le carbonate de soude et traitement ultérieur par l'acide chlorhydrique des petits résidus, qui retenaient une activité faible mais persistante. Les résidus ont été fondus avec le carbonate de soude, et la masse refroidie fut traitée par l'eau et l'acide chlorhydrique étendu. Dans la solution ainsi obtenue il n'y avait pas une trace de radium. Il semble donc certain que l'activité des résidus n'était pas due au radium. La partie insoluble de la masse fondue contenait des petits grains d'argent métallique; l'activité semblait suivre ceux-ci et je pense qu'elle était provoquée par une quantité minime de polonium.

L'uranium fut dosé à l'état de U_3O_8 après l'extraction par l'éther. Le résultat était 47,10 gr. d'uranium dans 100 gr. de minéral, le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 2,59 \times 10^{-7}$.

Chalcolite. — La chalcolite est un phosphate double d'uranium et de cuivre; elle cristallise très bien en lamelles d'un vert d'émeraude, et quand les cristaux ne sont pas trop petits, on peut les séparer de leur gangue mécaniquement et avoir ainsi un minéral très pur. Étant donnée l'analogie de ce minéral avec le précédent, leur composition chimique comparable et le fait, qu'ils sont tous les deux regardés comme très probablement formés par des altérations des minéraux d'urane plus anciens, je m'attendais à trouver dans les chalcolites des rapports petits. Mon opinion là-dessus s'est modifiée; la chalcolite est, en effet, un des minéraux qui m'a fait voir le plus clairement qu'un minéral d'une composition bien déterminée n'a pas toujours le même rapport, qu'il faut toujours faire intervenir aussi l'endroit où est trouvé le minéral. D'autre part, elle m'a aussi permis de constater que, pour un même minéral venant d'un même endroit, on peut trouver le même rapport pour des échantillons bien différents.

1. **Une chalcolite de Cornouailles** fut traitée premièrement. L'échantillon était très joli, composé de grands cristaux presque sans gangue. La plus grande partie avait déjà servie pour une autre expérience, il ne me restait qu'environ 4 grammes déjà pulvérisés. Son activité était 2,0.

L'acide chlorhydrique étendu et chaud dissolvait complètement le minéral en laissant un tout petit résidu, sans activité. La solution fut concentrée à 100 cm³. De cette solution, deux échantillons différents furent mis dans des flacons scellés, et leur contenu en radium fut dosé à l'aide de l'émanation accumulée. Le reste de la solution servait pour les dosages d'uranium; j'ai eu ici la difficulté, signalée ailleurs, que l'uranium se précipitait avec le cuivre, et je n'ai par conséquent pu faire que deux analyses réussies. Elles ont montré 48,44 % d'uranium et 48,88 %. Le radium contenu dans 100 gr. de minéral était 0,0000170 grammes; ce qui donne le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 5,49 \times 10^{-7}$.

2. **Une chalcolite de Saxe** fut ensuite traitée. L'échantillon était impur, il laissait après l'attaque une gangue inactive, formant 20 % de la quantité totale. Les dosages ont été effectués exactement comme il a été indiqué pour la chalcolite de Cornouailles. Les résultats étaient pour 100 grammes de minéral :

Radium : 0,00000714 gr. Uranium 39,29 gr.

$$\text{Rapport } \frac{Ra}{Ur} = 1,82 \times 10^{-7}.$$

Étant donné que je n'ai eu pour chacune de ces deux chalcolites qu'une solution mère, et que les analyses d'uranium faites sont peu nombreuses, on ne doit peut-être pas affirmer trop la précision des rapports obtenus. Mais on ne peut douter qu'il n'y ait entre ces deux échantillons des différences de rapport bien nettes et relativement grandes.

3. **Chalcolite de Portugal.** — Le minéral brut est très impur, constitué par une argile brunâtre, où l'on voit des petites écailles de chalcolite. Quelquefois on y voit des cristaux plus grands, qu'on peut séparer mécaniquement. On m'avait apporté à deux époques différentes de beaux échantillons choisis, ayant une activité de 1,7 environ.

a) Le premier fut traité exactement comme la chalcolite de Cornouailles. J'y ai trouvé pour 100 gr. de minéral :

Radium 0,0000130 et Uranium 39,05 gr.

$$\text{Rapport } \frac{Ra}{Ur} = 3,33 \times 10^{-7}.$$

b) Dans le deuxième échantillon, apporté 6 mois plus tard, le radium fut dosé comme dans le premier. L'uranium fut précipité comme phosphate dans une solution acétique. J'ai trouvé dans 100 gr. de minéral.

Radium 0,0000121 gr. Uranium 36,20 gr.

$$\text{Rapport } \frac{Ra}{Ur} = 3,33 \times 10^{-7}.$$

Si on ne tient compte ici que de la partie dissout du minéral, on trouvera :

I. Radium 0,0000155.
Uranium 46,56.

II. Radium 0,0000152.
Uranium 45,40.

La concordance entre ces deux échantillons choisis par des personnes différentes et à des époques diffé-

rentes est donc très bonne et montre qu'on a affaire à un même minéral bien défini.

c) Un échantillon du minéral brut a été traité ensuite. Les cristaux contenus étaient si petits et si enveloppés dans l'argile qu'une séparation mécanique se montra impossible. L'activité était faible, à peu près 0,062. J'ai donc dû traiter une grande quantité — 150 gr. de minéral. Il fut attaqué par l'acide chlorhydrique étendu et chaud : on décanta et on renouvela l'acide jusqu'à ce qu'il ne se colorât plus. Les solutions furent évaporées et les résidus chauffés à 110° pendant longtemps. Ensuite on dissolva dans l'eau acidulée en lavant bien : les résidus se montrèrent inactifs ; il y en avait 120 grammes environ.

Dans la solution le radium était entraîné par précipitations répétées des sulfates et dosé par la méthode initiale. L'uranium était dosé à l'état de phosphate.

J'ai trouvé dans 100 gr. de minéral brut :

Radium 0,00000024 gr. Uranium 0,724 gr.

$$\text{Rapport } \frac{Ra}{Ur} = 5,55 \times 10^{-7}.$$

4. Chalcolite d'Allemagne. Cette dernière chalcolite fut achetée en Allemagne et vint probablement des mines de Bohême ou de Saxe. Elle était très impure, mélangée de la chalcosine et beaucoup de gangue.

Partie I. — J'en ai séparé mécaniquement les cristaux les plus grands et les plus purs. L'activité de cette partie fut 1,2. Après l'attaque par l'acide chlorhydrique étendu et chaud, on avait un résidu inactif et une solution. Le radium fut dosé dans plusieurs parties de la solution par accumulation de l'émanation. Dans d'autres parties l'uranium fut dosé soit à l'état de phosphate (moyenne des analyses 29,00 gr. d'uranium pour 100 gr. de minéral), soit à l'état de U_3O_8 après l'extraction par l'éther (moyenne 28,60). Le radium trouvé était 0,00000905 gr. et le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 3,14 \times 10^{-7}$.

Partie II. — J'ai également séparé une autre partie du minéral, une partie composée des cristaux tout petits avec beaucoup de chalcosine, son activité fut 0,22. De 15 grammes environ, l'acide chlorhydrique ne dissolut qu'à peu près 2 gr. Le résidu fut tout de suite traité par l'acide nitrique qui en dissolva la plus grande partie. Le petit résidu fut inactif. La solution nitrique, qui fut très chargée en cuivre, ne contenait ni de l'uranium ni du radium en quantité perceptible.

Dans la solution chlorhydrique le radium fut dosé [illegible] pour la partie I. Traité le solution en contenait 0,000000196 grammes. L'uranium fut ensuite dosé à l'état de phosphate (0,65) et à l'état de U_3O_8 après l'extraction par l'éther (0,61). La moyenne 0,62 conduit au rapport $\frac{Ra}{Ur} = 5,16 \times 10^{-7}$.

Voici un tableau qui montre les résultats obtenus pour les différentes chalcolites :

Tableau I

Minéraux	Provenance	Ra pour 100	Ur pour 100	$\frac{Ra}{Ur}$
Chalcolite. .	Saxe	0,714 × 10⁻⁸	79,29	1,82 × 10⁻⁷
—	Allemagne	0,905 »	28,80	3,14 »
— .	Bohême 1	1,50 »	59,05	5,55 »
—	2	1,21 »	56,20	5,35 »
—	— 3.	0,024 »	0,724	5,55 »
—	Cornouailles	1,70 »	48,66	3,49 »

Gummite. — Le minéral avait été acheté pour de la gummite, mais il n'avait pas l'aspect caractéristique de celle-ci. Il formait des morceaux amorphes jaunes-verdâtres ou jaunes-grisâtres où on pouvait distinguer des cristaux de quartz. Des minéralogistes auxquels je l'ai montré m'ont dit qu'on n'avait pas affaire à une gummite, mais on y voyait sûrement un produit d'altération des minéraux uranifères. J'eus espéré pouvoir séparer une croûte de minéral altéré d'un noyau plus dense et inattaqué, mais chaque morceau était homogène de l'extérieur à l'intérieur. Les différents morceaux montrèrent, au contraire, des activités variables. J'ai donc partagé le minéral en trois parties.

Partie I. — C'était la plus pure, activité 1,25. Deux analyses parallèles furent entreprises sur 10 et sur 15 grammes environ. L'acide chlorhydrique attaqua facilement le minéral, dissolvant une partie, et laissant insoluble, apparemment intacte, une autre, une gangue quartzeuse. Il m'a surpris de remarquer que des traitements ultérieurs avec l'acide chlorhydrique étendu et bouillant ne suffisaient pas à désactiver cette partie insoluble. Pourtant le minéral ne semblait pas former des combinaisons insolubles sous l'action de l'acide ; on avait l'impression que l'acide laissa intact une partie, un constituant du minéral. Ces résidus furent traités par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique comme il a été indiqué avant. Dans la solution le radium fut séparé avec des sulfates et dosé ensuite. J'ai trouvé pour 100 grammes de minéral I. — 0,00000586 II. — 0,00000571 grammes de radium. Moyenne : 0,00000579.

Pour les dosages d'uranium des parties des solutions correspondant à 0,5 gramme de minéral furent employées. Le minéral se montra riche en bismuth, jusqu'à 21 pour 100. En outre il contenait du fer, de l'arsenic, du calcium et de l'acide phospho-

repris. Après avoir enlevé le bismuth par l'hydrogène sulfuré, je précipitai le liquide oxydé, par de l'ammoniaque et du carbonate d'ammonium. Après filtration le liquide fut évaporé presque à sec, le résidu dissous par l'eau acidulée et l'uranium précipité à l'état de phosphate dans des solutions riches en acide acétique libre. La moyenne trouvée était 17,57 gr. d'uranium dans 100 gr. de minéral, ce qui donne le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 5,54 \times 10^{-7}$.

Partie II. — C'était la plus impure, son activité n'était que 0,55. Le minéral fut attaqué et le radium dosé exactement comme il a été indiqué pour la partie I. Le radium trouvé était 0,00000150 gr. pour 100 gr. de minéral. Les dosages d'uranium effectués sur deux grammes de minéral environ se montrèrent difficiles. Il y avait dans cette partie du minéral moins d'uranium et moins de bismuth, il y avait de l'acide phosphorique et beaucoup de calcium. J'ai trouvé qu'en précipitant avec de l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium une partie de l'uranium se trouva dans le précipité, tandis qu'une quantité notable de phosphate de calcium fut mise en solution et fut précipité avec l'uranium à l'état de phosphate, malgré la présence de l'acide acétique libre. J'ai donc fait usage d'un procédé qui se montrait utile, sans que je puisse dire que les séparations obtenues soient complètes. Au liquide oxydé — d'où le bismuth était préalablement enlevé — j'ajoutai l'acide tartrique, 2 grammes environ, j'y fis passer un courant d'hydrogène sulfuré, et après saturation, l'ammoniaque fut ajoutée jusqu'à réaction alcaline. On laissa pendant la nuit. Le précipité contint tout l'uranium et le fer avec très peu de calcium. Il fut dissous dans l'acide nitrique étendu, le fer fut enlevé par la méthode ordinaire et l'uranium précipité à l'état de phosphate. L'uranium trouvé dans 100 gr. de minéral fut 4,55 grammes, ce qui donne le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 3,50 \times 10^{-7}$.

Partie III. — Cette troisième partie avait l'activité 0,67. 21 grammes environ furent traités par l'acide chlorhydrique comme il a été indiqué au-dessus. Une partie du minéral se dissolva facilement, tandis qu'une gangue quartzeuse resta apparemment intacte. Ces deux parties, la solution et le résidu insoluble, furent analysées séparément.

a) La solution fut évaporée à sec, le résidu chauffé à 110° et ensuite repris par de l'eau et de l'acide chlorhydrique. Dans la solution filtrée des sulfates de baryum furent précipités, ensuite transformés en carbonates et en chlorures. Le radium trouvé était pour 100 grammes de minéral brut 0,0000031 grammes.

L'uranium fut ensuite dosé dans des parties de la solution correspondant à 1 gramme. Dans quelques analyses l'acide phosphorique fut éliminé à l'état de phosphate ammoniaco-magnésien, et l'uranium fut dosé comme U_3O_8 après l'extraction par l'éther; dans d'autres je suivis la méthode indiquée pour la partie I du minéral. Les résultats furent concordants, il y avait dans 100 gr. de minéral brut 12,20 grammes d'uranium.

Si on considère le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ dans cette partie facilement soluble qui représente très vraisemblablement le minéral lui-même il sera $2,54 \times 10^{-7}$.

b) Le résidu insoluble fut additionné de deux grammes de chlorure de baryum en poudre, ensuite humecté d'eau. J'ajoutai de l'acide fluorhydrique qui l'attaqua vivement et, après quelque temps, un peu d'acide sulfurique. Je fis évaporer à sec et je chassai l'excès d'acide sulfurique. Le résidu fut humecté d'acide chlorydrique concentré, l'eau fut ajoutée et je filtrai. Dans la solution obtenue, je ne pus malgré des analyses soignées, constater d'uranium; il n'y avait qu'une trace de fer. Les sulfates formés sous l'attaque par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique étaient restés insolubles dans l'acide chlorhydrique. Je les fis bouillir avec du carbonate de soude et de la soude, je dissolvai ensuite les carbonates obtenus dans l'acide chlorhydrique étendu et je dosai le radium qui y était contenu. Dans une partie insoluble correspondant à 100 grammes de minéral brut il y avait 0,000000914 grammes de radium.

Le rapport sera infiniment grand dans cette partie du minéral, étant donné que l'uranium y fait défaut, tandis que le radium y est présent en quantité notable. En effet, presque 30 pour 100 de la quantité totale de radium présente dans le minéral brut se trouve dans la gangue à l'état insoluble.

La séparation entre *a* et *b* est obtenue par une attaque chimique; on peut donc toujours soulever l'objection que le radium ait pu passer en état insoluble grâce au réactif employé. Ayant vu le minéral sous l'attaque, je ne le crois pas, mais je ne puis évidemment rien affirmer. Il aurait été très intéressant de refaire l'expérience avec d'autres gummites où l'on pourrait séparer les deux parties à l'aide de moyens mécaniques.

Si on considère le rapport dans le minéral brut comprenant et la partie soluble et la gangue on aura $\frac{Ra}{Ur} = 3,50.10^{-7}$, ce qui est en concordance avec les résultats obtenus pour les parties I et II du minéral.

Uranothorite. — L'uranothorite est un silicate de thorium renfermant jusqu'à 9 pour 100 d'uranium. L'échantillon venait de Lindesnœs, Norvège, il était très impur. Les meilleures parties ayant été choisies, leur activité était 0,76.

35 grammes environ furent attaqués par l'acide-

[illegible] et l'on chauffa le résidu pendant plusieurs heures à 150° pour insolubiliser la silice. De l'eau et de l'acide chlorhydrique furent ajoutés et le liquide filtré. Le résidu qui était gris et volumineux, composé surtout par de la silice, fut soumis à l'attaque par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique, après que j'y eus ajouté un peu de chlorure de baryum. La réaction étant finie, je fis évaporer, et l'excès d'acide sulfurique fut chassé. Le résidu fut traité par l'acide chlorhydrique étendu, la solution fut unie à la grande solution, et la petite partie insoluble fut traitée avec les sulfates précipités dans les solutions minérales. Le radium trouvé dans 100 grammes de minéral était 0,00000160 grammes.

Des parties de la solution correspondant à des quantités variant de 1,5 à 2,5 grammes de minéral ont servi pour des dosages d'uranium. Après précipitation par l'hydrogène sulfuré, le liquide filtré et oxydé fut additionné d'acide oxalique. Le précipité d'oxalates devenu cristallin après 12 à 20 heures, on filtra et l'excès d'acide oxalique dans le liquide fut détruit par calcination. Le résidu fut dissous dans l'acide nitrique étendu, et le traitement ultérieur fut mené comme il a été indiqué en 2. Le minéral contenait en moyenne 4,85 grammes d'uranium pour 100, ce qui donne le rapport 5,51 × 10[illegible].

Pechblende de Joachimsthal. — L'échantillon [illegible] avait une activité de 1,9. Deux analyses ont été faites parallèlement, chacune sur 100 grammes de minéral.

Le minéral fut traité à chaud par l'acide nitrique [illegible]. Après l'évaporation à sec sur bain-marie, on chauffa le résidu quelque temps à 110°, on ajouta de l'eau et de l'acide chlorhydrique, et on filtra. Il se forme des cristaux de chlorure de [illegible] pour chaque analyse environ 2 litres. [illegible] un peu ennuyeuse; toutefois j'ai trouvé préférable de dissoudre en acide chlorhydrique que de me servir d'acide nitrique, parce que le sulfate de baryum ne précipite que difficilement dans les solutions nitriques [illegible] — 50 fois de l'uranium environ. L'explication en est facile; le minéral contient ou est mélangé à des sulfures qui, sous l'action de l'acide nitrique, donnent [illegible]

fut ajouté et on filtra; la solution ne contenait ni du radium ni de l'uranium, et n'avait, par conséquent aucun intérêt. Les résidus furent un peu actifs; dans l'analyse I il resta 1,06 grammes d'activité 1,57; dans l'analyse II, 0,80 grammes d'activité 0,47.

Des traitements ultérieurs n'ont pas pu enlever cette dernière activité, qui n'est certainement pas due au radium. Mais si on la considérait comme causée par du radium et du radium seul, cela n'aurait introduit dans les résultats qu'une correction très faible. Le résidu de l'analyse I est le plus actif, toutefois la quantité de radium à laquelle on pourrait attribuer cette activité, ne surpasse pas 0,4 pour 100, de la quantité totale. Ce résultat a été déduit des expériences faites sur des sulfates radifères de la même activité; ces sulfates furent transformés en carbonates, ensuite en chlorures, et leur contenu en radium fut dosé par l'accumulation de l'émanation dans les solutions obtenues.

Dans les solutions minérales, du sulfate de baryum fut précipité plusieurs fois, et le radium fut dosé comme il a été indiqué déjà. Les solutions de carbonate de soude furent examinées séparément pour ce minéral et la quantité de radium trouvée, à peu près 1 pour 100 de la quantité totale, fut additionnée à celle trouvée dans les résidus et dans les sulfates précipités dans les solutions minérales.

J'ai donc trouvé dans 100 grammes de minéral :

I. — 0,0000146 de radium.

II. — 0,0000149 grammes de radium.

Moyenne 0,0000148.

L'uranium fut ensuite dosé dans les solutions; pour chaque analyse on se servait environ de 0,5 gramme de minéral. Les méthodes 1 et 2 ont été suivies, et j'obtins des résultats bien concordants. Ainsi les analyses faites d'après la méthode 1 donnent comme moyenne 46,58 grammes d'uranium dans 100 grammes de minéral, celles traitées par la méthode 2, 45,81 grammes.

Le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ = 3,21 × 10[illegible]

Clévéite. — L'échantillon venait de Sætersdalen en Norvège. Il était composé de morceaux irréguliers montrant souvent des faces cristallines; il y avait très peu de gangue; l'activité était 2,96.

Deux analyses ont été faites par deux méthodes différentes.

I. Environ 8 grammes furent attaqués par l'acide nitrique. Le résidu fut très petit et son activité insignifiante. La solution fut évaporée à sec, le résidu chauffé à 110° et ensuite redissous dans l'acide [illegible]. Le radium fut dosé dans des parties de cette solution par accumulation de l'émanation. J'ai trouvé 0,0000184 gramme de radium pour 100 grammes de minéral.

II. 15 grammes environ furent attaqués, comme il a été dit précédemment. Dans la solution obtenue, des sulfates furent précipités et le radium ainsi enlevé. Le petit résidu fut traité par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique, comme il a été indiqué souvent, et la partie insoluble fut réunie aux sulfates précipités et transformée avec eux en carbonates et en chlorures. Le radium ainsi trouvé était 0,0000181 gramme dans 100 grammes de minéral.

L'uranium fut dosé dans des parties des solutions correspondantes à 0,5 gramme de minéral environ.

La méthode fut celle décrite sous 2. La moyenne de plusieurs analyses était 54,90 grammes d'uranium dans 100 grammes de minéral, d'où le rapport

$$\frac{Ra}{Ur} = 3,32 \times 10^{-7}.$$

Broeggerite. — Le minéral était de Karlshus, en Norvège; l'échantillon utilisé était très pur, composé de petits octaèdres réguliers; son activité était 3,90. Il se dissolvait dans l'acide nitrique, laissant inattaquée une faible quantité de mica, qui ne se montrait point actif.

Plusieurs analyses ont été faites; dans les deux premières, le radium fut dosé par la méthode ordinaire — précipitation des sulfates et transformation de ceux-ci en carbonates et en chlorures, ensuite dosage par l'émanation accumulée. — Dans une troisième analyse, le radium fut dosé directement dans une partie de la solution minérale par l'émanation qui y fut accumulée. Les résultats obtenus sont concordants.

I. — 10,4559 gr. de minéral : le radium trouvé fut 0,0000211 pour 100.

II. — 24,1058 gr. de minéral : radium 0,0000210 pour 100.

III. — 6,2591 gr. de minéral : radium 0,0000208 pour 100.

L'uranium fut dosé dans toutes les solutions à l'état de U^3O^8 après l'extraction par l'éther, comme il a été indiqué en 2.

La moyenne 65,89 gr d'uranium dans 100 gr de minéral conduit au rapport $\frac{Ra}{Ur} = 3,29 \times 10^{-7}$.

Pechblende 1 de Norvège. — L'échantillon avait été acheté pour de la gummite; il était composé de deux petits morceaux ayant chacun une croûte caractéristique de gummite. La croûte fut enlevée et l'analyse en fut faite; malheureusement il n'y avait que très peu de matière; et les deux analyses d'uranium faites après le dosage du radium ne furent pas bien concordantes. Le résultat m'a vraiment surprise; je m'attendais à trouver dans un tel minéral récent un rapport petit, mais il surpassa bien 4×10^{-7}. Toutefois on ne doit pas compter sur ce résultat singulier, avant que l'expérience ait pu être répétée dans des conditions plus sûres.

La partie intérieure des morceaux, le noyau, était formée d'un minéral noirâtre qui montrait une activité de 0,29 et qui était, selon toute probabilité, une pechblende pauvre, mélangée à une gangue riche en silicium. 50 gr. furent concassés en petits grains et traités par l'acide chlorhydrique, Le minéral se dissolva, laissant une grande quantité de gangue inactive. La solution fut débarrassée du silice par la méthode ordinaire, ensuite on y précipita des sulfates de baryum; ceux-ci furent transformés en carbonates et en chlorures, et le radium y fut dosé. J'en ai trouvé, dans 100 gr de minéral, 0,00000170 gr.

Pour les analyses d'uranium on s'est servi des parties de la solution correspondant à 2,5 gr de minéral. La solution étendue fut chauffée et précipitée par l'ammoniaque, le précipité bien lavé fut dissous dans l'acide chlorhydrique. A la solution neutre j'ajoutai de l'acide oxalique qui précipita les terres et le calcium. Après calcination le résidu fut repris par l'eau et l'acide nitrique, on y ajouta de l'ammoniaque et du carbonate d'ammonium, et l'analyse fut poursuivie comme il a été indiqué en 2.

100 gr de minéral contiennent 4,67 gr d'uranium d'où le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 3,64 \times 10^{-7}$.

Si on ne tenait compte que de la partie soluble, — 17 gr environ de 50 attaqués, — le minéral contiendrait 15 pour 100 de l'uranium.

Pechblende 2 de Norvège. — Le minéral était composé de morceaux de pechblende couverts d'une couche mince de mica et d'argile. Cette couche fut enlevée mécaniquement, et le minéral montrait alors une activité de 3,12.

11 gr à peu près furent attaqués par l'acide nitrique, ensuite évaporés à sec sur bain-marie. Le résidu fut chauffé plusieurs heures à 110° et ensuite traité par l'eau et l'acide chlorhydrique étendu. Une filtration sépara un petit résidu qui fut tout de suite traité par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique; avant l'attaque j'ajoutai quelques gouttes d'une solution de chlorure de baryum. Après évaporation à sec le résidu fut réuni aux sulfates précipités dans la solution minérale et transformé avec eux en carbonates et en chlorures.

J'ai trouvé dans 100 gr de minéral 0,0000205 gr de radium.

L'uranium fut ensuite dosé dans des parties de la solution correspondant à 0,2 gr de minéral. La méthode décrite en 2 a été suivie, et elle m'a donné 5,89 gr d'uranium dans 100 gr de minéral. Le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ sera donc $3,48 \times 10^{-7}$.

Pechblende de Cornouailles. — L'échantillon [illegible] des [illegible] dont un peut [illegible] kilos. Une petite partie de ce dernier [illegible] pour les [illegible] : son activité est 1,4. Les [illegible] sont que le minéral [illegible] sulfates [illegible] se formait sous l'attaque par des acides des [illegible] et fortement [illegible]. J'ai donc trouvé [illegible] modifier un peu la méthode.

Deux analyses furent entreprises simultanément, chacune portant sur 50 grammes de matière. Au minéral finement pulvérisé [illegible] contenant 2 à 3 grammes de chlorure de baryum, ensuite par échauffat avec l'acide chlorhydrique en y mettant de temps en temps quelques gouttes d'acide nitrique. Quand le minéral fut complètement attaqué, le tout fut versé dans une [illegible] sur bain-marie. Le résidu, [illegible] quelques heures à 120°, fut traité par l'eau additionnée d'acide chlorhydrique. Presque tout le radium était resté dans la partie insoluble qui montrait une activité de 52. La silice en fut éliminé par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique, le résidu sec fut traité par l'eau et l'acide chlorhydrique. La solution ainsi obtenue fut réunie à la grande solution, et j'y précipitai plusieurs fois des sulfates ; toutefois, ceux-ci ne furent que très peu actifs, le premier avait l'activité 5. Tous les sulfates furent transformés en carbonates et en chlorures, et le radium y fut dosé par la méthode ordinaire. J'ai trouvé [illegible] 100 grammes de minéral 0,00000107 gramme de radium.

[illegible] des volumes connus, un litre chacune ; pendant cette opération l'une des solutions fut perdue par un accident ; l'uranium fut donc dosé dans l'autre solution et dans des échantillons, pris directement du minéral [illegible] Le méthode décrite en 2 a été suivie. J'ai trouvé [illegible] 70 grammes dans 100 grammes de minéral, ce qui [illegible] $\frac{Ra}{Ur} = 5,74 \times 10^{-6}$. Ce rapport est [illegible]

Le même minéral a servi pour une photographie [illegible] par Mme Curie [illegible] y eut que la plaque a été très irrégulièrement impressionnée. On se demande si l'uranium, toujours accompagné de la quantité de radium [illegible] [illegible] Il [illegible] dans le minéral [illegible] pour [illegible] l'activité [illegible] dans les différentes parties du minéral.

J'ai réuni dans le tableau suivant les pechblendes

Tableau II

Échantillons	Provenance	Activité en uranium	Uranium en 100	Radium en 100	$\frac{Ra}{U}$
Pechblende .	[illegible]	1,00	1,48	[illegible]	$5,21 \times 10^{-6}$
Clévéite. . .	Norvège.	1,00	1,81	[illegible]	5,72
Broeggerite .	Norvège.	[illegible]	2,10	[illegible]	5,29
[illegible]	[illegible]	[illegible]	2,00	[illegible]	5,48
Pechblende.	Norvège	0,50	0,47	4,67	5,64
Pechblende .	[illegible]	1,00	1,07	28,70	5,74

analyses, ainsi que quelques minéraux du même type.

Fergusonite de Saetersdalen (Norvège). — La fergusonite est un orthoniobate de terres rares contenant des quantités variables d'uranium. On considère généralement que ce minéral est d'une formation ancienne. L'activité de l'échantillon analysé était 0,50.

Après avoir essayé plusieurs méthodes d'attaque, je me suis arrêtée à la suivante : 50 grammes de minéral furent chauffés par petites parties avec l'acide chlorhydrique concentré. Le minéral est fortement attaqué, et l'acide niobique et tantalique se précipitent à l'état insoluble. Cela empêche l'attaque de se poursuivre, et c'est pourquoi il est nécessaire de ne traiter que de petites parties à la fois. En ajoutant beaucoup d'eau, les acides se dissolvent, et on a finalement un liquide qui n'est que légèrement trouble. J'y ajoutai sans filtration du chlorure de baryum et de l'acide sulfurique, et je poursuivis les précipitations comme d'ordinaire. Les sulfates furent transformés en carbonates et en chlorures et le radium y fut dosé. J'ai ainsi trouvé I. — 0,00000222 gr. de radium et II. 0,00000224 gr. de radium pour 100 gr. de minéral.

Pour doser l'uranium il fut nécessaire de se débarrasser des acides rares. Une partie de la solution correspondant à 2 grammes de minéral fut évaporée au bain-marie avec un peu d'acide sulfurique. Quand tout l'acide chlorhydrique fut disparu et que la masse fut à peu près sèche, je la mis avec beaucoup d'eau dans un [illegible] et je la laissai [illegible] pendant [illegible] heures. Le [illegible] précipité sans difficulté.

Si on voit que le liquide filtre mal et que le précipité ne se laisse pas laver, il vaut mieux recommencer l'opération tout de suite. Dans la solution claire [illegible] précipité abondant de terres rares, surtout de terres [illegible] [illegible] [illegible] heures. [illegible]

ainsi que le radium et se lave facilement. La solution filtrée fut évaporée au bain-marie, et le résidu fut calciné. La destruction des oxalates se fait plus facilement, quand on ajoute un peu d'acide sulfurique pendant l'évaporation. Le résidu calciné fut dissous dans l'eau acidulée et additionné d'ammoniaque et de carbonate d'ammonium. Le précipité composé surtout par du fer et du calcium fut filtré, lavé, dissous de nouveau, et la précipitation fut répétée. La solution filtrée fut réunie à la précédente, et évaporée au bain-marie presque à sec. J'ai dissous le résidu dans l'eau, ajoutée de l'acide nitrique, et l'uranium fut dosé comme il a été indiqué en 1 et en 2. Les deux méthodes donnèrent des résultats très bien concordants d'où la moyenne 6,5 0/0 d'uranium et le rapport $\frac{Ra}{Ur} = 5,55 \cdot 10^{-7}$.

Samarskite. — L'échantillon employé était une petite partie d'un grand bloc pesant plusieurs kilos; il venait de l'Inde, son activité était 0,72.

J'ai essayé de traiter le minéral par l'acide fluorhydrique; il est ainsi rapidement et complètement attaqué. On évapore à sec au bain-marie et l'on ajoute de l'eau froide. Quand le liquide devient clair, on décante et l'on répète l'extraction par l'eau froide plusieurs fois pour enlever complètement les acides. Les fluorures sont ensuite décomposés par l'acide sulfurique à chaud. Quand on les traite ensuite par de l'eau on a la plupart des métaux en solution, tandis que le radium devrait se trouver dans le résidu avec les autres terres alcalines. Celui-ci est en effet très actif et en contient la plus grande partie. Toutefois on en trouve également dans les solutions des métaux et dans la solution des acides rares. Dans la solution des métaux il n'y en a pas beaucoup, et une précipitation de sulfate de baryum dans la solution l'entraîne complètement. Pour les solutions des acides il n'en est pas ainsi, elles ne contiennent certainement pas de quantité notable de radium, mais si l'on y ajoute un sel de baryum le fluorure de baryum se précipite instantanément et n'entraîne que très peu de radium.

Bien que deux analyses aient donné des résultats assez concordants (0,00000279 gr. de radium et 0,00000285 gr.), je ne les ai pas considérées comme exactes. Et une troisième analyse a confirmé cette opinion. Le minéral — 50 grammes finement pulvérisés — fut alors traité par petites portions par l'acide chlorhydrique concentré et chaud comme il a été indiqué pour la fergusonite. Dans la solution trouble des sulfates étaient précipités directement sans filtration. J'ai ainsi trouvé 0,00000295 gr. de radium dans 100 grammes de minéral.

Quand tout le radium fut enlevé, l'uranium fut dosé dans cette même solution et également dans une partie du minéral pulvérisé en même temps que les 50 grammes qui servaient pour la grande solution. J'ai employé la même méthode que pour la fergusonite, mais j'ai eu bien plus de difficultés à obtenir de bons résultats. Cela était surtout dû à ce que le minéral contenait beaucoup de fer et relativement peu d'uranium. La moyenne de plusieurs analyses est 8,80 pour 100 d'uranium ce qui donne le rapport

$$\frac{Ra}{Ur} = 5,55 \cdot 10^{-7}$$

Thorianite de Ceylan. — L'échantillon venait de Ceylan; il était déjà pulvérisé et avait une activité de 2,50. Plusieurs analyses ont été faites; je me suis rendu compte que la poudre minérale dont il y avait presque un kilogr. n'était pas homogène, que la quantité d'uranium trouvée variait un peu. Cela a causé une erreur dans le nombre du rapport publié au début de ces recherches. Voici les analyses :

I. — 100 grammes finement pulvérisés furent attaqués par l'acide nitrique à chaud. Le minéral s'est dissous entièrement ne laissant insoluble que quelques paillettes brillantes (silicate de zircone) inactives. La solution fut évaporée à sec et le résidu chauffé à 110°. Pour éviter la formation de chlorure de plomb, ce résidu fut dissous dans l'acide nitrique étendu. Mais il se montra que les sulfates de baryum se précipitèrent d'une manière très défectueuse et imparfaite dans cette solution; sept ou huit précipitations furent nécessaires pour entraîner le radium présent. Dans les autres analyses, je me suis donc arrangée à avoir des solutions aqueuses ou chlorhydriques, l'entraînement y réussit mieux. Toutefois on a toujours plus de difficultés que dans d'autres minéraux comme les autunites ou les pechblendes. Cela est certainement dû à la grande quantité de thorium dans la thorianite; plusieurs auteurs ont en effet signalé que le sulfate de baryum se précipite mal dans des solutions des sels de thorium.

Quand presque tout le radium fut enlevé de la solution, les précipités furent très peu actifs; si on poussait les précipitations plus loin, l'activité des sulfates montait de nouveau. Cette nouvelle activité est due au thorium X entraîné par les sulfates. Il est certain que j'ai entraîné également du mesothorium, comme a remarqué M. Soddy. Ni l'un, ni l'autre n'ont pu influencer mes résultats.

Je transformai les sulfates obtenus en carbonates en les faisant bouillir avec du carbonate de soude et beaucoup de soude; avec eux fut traité aussi le petit résidu, d'où on avait préalablement enlevé la silice. Les carbonates laissèrent, quand je les ai dissous dans l'acide chlorhydrique, une petite partie insoluble, 0,2 gr., d'activité 1,44.

Je n'ai pas pu arriver à éliminer complètement cette activité qui n'était certainement pas due au radium — probablement au radio-thorium. Le radium

Passé dans les solutions de carbonate de soude fut dosé, il y en avait un peu moins de 1 pour 100. La quantité totale de radium dans 100 grammes de minéral fut 0,00000065 gramme.

Pendant l'évaporation un accident est arrivé à la solution; aussi des analyses d'uranium ne furent-elles pas faites.

II. — 100 grammes furent attaqués par l'acide nitrique; la solution fut évaporée à sec et le résidu chauffé à 110°. Il fut ensuite dissous dans l'eau sans addition d'acide. Le traitement ultérieur fut le même que celui indiqué plus haut. Dans 100 grammes de minéral, il y avait 0,0000065 gr. de radium.

III. — 55 gr. environ furent attaqués par l'acide nitrique, la solution évaporée à sec et le résidu chauffé à 110°. Il fut ensuite dissous dans l'acide chlorhydrique, et des sulfates furent précipités dans la solution filtrée; ils furent ensuite transformés en chlorures et le radium y fut dosé. Il y avait 0,000066 gr. dans 100 gr. de minéral.

Quand les solutions furent exemptes de radium, l'uranium y fut dosé; une partie des solutions correspondant à 1 gr. de minéral servit à chaque analyse. La solution fut d'abord précipitée par l'hydrogène sulfuré, le précipité filtré et lavé. Le liquide fut chauffé et oxydé par quelques gouttes d'acide nitrique, ensuite, j'y ajoutai un excès d'acide oxalique. Après quelques heures les oxalates formés se laissèrent facilement filtrer et laver; le liquide fut évaporé à sec avec un peu d'acide sulfurique, ensuite chauffé à destruction de l'acide oxalique. Le résidu fut dissous dans l'acide nitrique étendu et chaud. En ajoutant l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium, je précipitai le fer et je tins l'uranium en solution. Le précipité [illegible] fut dissous et reprécipité en présence de carbonate d'ammonium. On s'assure ainsi que l'uranium n'est pas entraîné avec le fer. La solution d'uranium fut évaporée presque à sec, on ajouta de l'eau et de l'acide nitrique, et l'uranium fut précipité une première fois. On le transforma en nitrate [illegible] Après une deuxième précipitation l'uranate fut séché, calciné et pesé comme [illegible] Dans quelques analyses, je me suis [illegible] calcination, pour détruire l'acide oxalique, la méthode indiquée en I. Les résultats furent concordants, le minéral contient dans 100 gr. 18,6 gr. d'uranium.

Le rapport est donc $\frac{Ra}{Ur} = 3,5 \times 10^{-7}$.

IV. — 100 gr. furent traités [illegible] comme il a été indiqué pour l'analyse II.

Le radium trouvé fut 0,00000625 gr. Les analyses d'uranium [illegible] indiquées. 100 gr de minéral en contenait 17,5 gr. Le rapport est donc $\frac{Ra}{Ur} = [illegible] \times 10^{-7}$.

V. — Plusieurs auteurs se sont occupés de la thorianite, et pour la plupart ils ont trouvé dans celle-ci un rapport égal à celui d'une pechblende de Joachimsthal. J'ai donc voulu m'assurer que le grand rapport trouvé par moi ne fut pas dû à la méthode employée.

5,4949 gr. de minéral furent attaqués par l'acide nitrique, la solution fut évaporée à sec et le résidu chauffé à 110°. On le dissout ensuite dans de l'acide chlorhydrique, et la solution filtrée fut mise dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant; le radium y fut dosé exactement comme il a été indiqué pour les minéraux pauvres en uranium. J'ai ainsi trouvé pour 100 gr de minéral, 0,00000625 gr de radium.

L'uranium fut ensuite dosé dans la solution par les méthodes déjà décrites. Dans 100 gr de minéral il y avait 17,50 gr. d'uranium.

Le rapport sera donc $\frac{Ra}{Ur} = 3,57 \times 10^{-7}$.

J'ai réuni les résultats obtenus pour tous les minéraux examinés dans le tableau III ci-après.

L'activité de l'oxyde noir de l'uranium a servi comme unité pour toutes les mesures d'activité. Les nombres de rapport sont donnés en valeur absolue. Pour la pechblende de Joachimsthal le nombre trouvé par moi, $3,21 \times 10^{-7}$, est en bonne concordance avec celui donné par M. Soddy et Mlle Pirret[1], $3,15 \times 10^{-7}$. Dans une de mes premières notes, d'autres valeurs absolues ont été données pour trois de ces minéraux. La différence est due à ce que la valeur de l'étalon de radium n'était pas à cette époque déterminée avec certitude. Le changement d'une lame de quartz dans le quartz-piézo-électromètre qui m'a servi pour toutes les mesures effectuées a également causé une rectification de quelques-uns des nombres publiés dans le *Traité de radioactivité*, par Mme Curie, t. III, p. 441. Je considère ces nombres de rapport comme ayant une précision d'au moins 2 pour 100.

Si on compare les résultats donnés ci-dessus à ceux obtenus par Boltwood, on voit que le rapport est relativement petit dans des minéraux analogues à ceux sur lesquels Boltwood a dû appliquer une grande correction. Je pense donc que celle-ci a été trop grande quelquefois ou plutôt qu'on n'a pas le droit d'additionner à la quantité d'émanation dégagée pendant la dissolution, celle qu'on peut extraire d'un autre échantillon du même minéral à l'aide d'un vide et d'un courant d'air. Ces mêmes minéraux sont généralement regardés comme étant d'une origine relativement récente.

Plusieurs recherches ont dernièrement confirmé les variations de rapport signalées pour l'autunite.

F. Soddy et Ruth Pirret[2], dans un note préliminaire, donnent en unités arbitraires le rapport d'une

1. [illegible] *Phil. Mag.* 24 [illegible]
2. [illegible] *Phil. Mag.* 20 [illegible]

Tableau III

Minéraux	Provenance	Volume	Radium pour 100	Uranium pour 100	Rapport $\frac{Ra}{Ur}$
[illegible]	Saxe	[illegible]	0,714 × 10	59,29	1,82 × 10
[illegible]	[illegible]	0,76	0,575 —	16,00	2,54 —
[illegible] Partie soluble	Allemagne	[illegible]	0,31 —	12,20	2,54 —
[illegible]	Autun	1,52	1,20 —	46,92	2,56 —
—	Tonkin	1,50	1,22 —	47,10	2,59 —
[illegible]	Allemagne	1,20	0,905 —	28,80	3,14 —
[illegible]	Joachimstal	1,90	1,48 —	46,10	3,21 —
Gummite. Minéral brut 1	Allemagne	1,25	0,58	17,57	3,34 —
[illegible]	Portugal	1,70	1,50	39,05	3,35 —
—	—	1,70	1,21 —	36,20	3,35
—	—	0,04	0,024	0,724	3,35 —
Samarskite	Inde	0,42	0,295 —	8,80	3,35
Broeggerite	Norvège	3,90	2,10 —	63,89	3,29 —
Clevéite		2,96	1,81 —	54,90	3,32 —
[illegible]	—	0,76	0,16 —	4,85	3,31 —
Pechblende 2	—	3,12	2,05 —	58,90	3,48
[illegible]	—	0,50	0,225	6,50	3,35
Pechblende 1		0,29	0,17 —	4,67	3,64 —
Thorianite	Ceylan	2,32	0,66	18,60	3,55
Chalcolite	Cornouailles	2,00	1,70	48,66	3,49
Pechblende	—	1,40	1,07	28,70	3,74 —

pechblende de Joachimsthal 65,5 et celui d'une autunite de Portugal 29,1.

Russell[1] a examiné une autunite de France dont le rapport n'était que de 0,27 de celui d'une pechblende de Joachimsthal.

Marckwald et Russell[2] ont examiné des autunites du Portugal, de France et une, dont la provenance était inconnue. Les rapports varient de 0,21 à 0,68 de celui d'une pechblende de Joachimsthal.

Soddy et Pirret[3], dans un travail plus récent ont toute une série d'échantillons d'autunite venant du Portugal. Les rapports radium-uranium trouvés varient de 0,24 à 0,74 de celui d'un pechblende de Joachimsthal.

Pour une pilbarite ces mêmes auteurs ont trouvé le rapport 0,64. MM. Markwald et Russell constatent des variations pour des carnotites, 0,72 à 0,92 du rapport ordinaire.

De plus ma première note sur le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ dans une autunite, une pechblende et une thorianite, il fut remarqué que les résultats obtenus pourraient donner à penser que ce rapport est d'autant plus grand que le minéral est d'une origine plus ancienne, et cela pourrait s'expliquer par le fait que la formation du radium par l'uranium est beaucoup plus lente qu'on ne le croyait alors. En d'autres termes on pourrait penser que l'équilibre radioactif n'est pas atteint dans tous les minéraux, qu'il existe dans la série uranium-radium des produits intermédiaires d'une vie très longue par rapport à celle du radium.

1. [illegible], 84 1910 558-559.
2. Marckwald et Russell, *Berichte d. Deutsch. Chem. Gesellsch.*, 6 1910 771.
3. Soddy et Pirret, *Phil. Mag.*, 21 1911.

A cette époque l'ionium venait d'être signalé, mais on lui attribuait alors une période de 2000 ans, et cela ne semblait pas suffire pour expliquer les variations de rapport dans les minéraux. Il est aujourd'hui reconnu que l'ionium a une vie beaucoup plus longue et bien qu'on n'ait pu déterminer sa période par des expériences directes, il semble probable que la limite inférieure soit au moins 35 000 ans.

M. Soddy[1] a donc eu l'idée qu'on pourrait se servir des variations de rapport dans un minéral récent où l'équilibre radioactif n'est pas atteint pour évaluer approximativement la période de l'ionium. Pour y arriver il était nécessaire de supposer :

1° Que l'uranium, lors de la formation du minéral, y soit déposé exempt de ses produits de désintégration ;

2° Que les produits de désintégration formés depuis restent occlus dans le minéral.

Cela admis, on peut déterminer la teneur en hélium et le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ dans un même échantillon du minéral, et on peut en déduire et l'âge de ce minéral et la période de l'ionium. Il est évident que si l'équilibre radioactif n'est pas atteint dans un minéral, la teneur en hélium et le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ augmenteront simultanément avec l'âge du minéral. M. Soddy a fait l'analyse de quelques autunites de Portugal et il ne tarda pas à se rendre compte qu'une telle augmentation simultanée n'y avait aucunement lieu. En supposant que l'âge du minéral soit donné par la quantité d'hélium trouvée dans ce minéral, il constate que dans les minéraux très récents, où la quantité d'hélium est très petite ou même impossible

1. Soddy, *Le Radium*, 7 1910.

[illegible] le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ [illegible] [illegible] pour passer, par ex. [illegible], dans les minéraux âgés de quelques milliers d'années et qu'il [illegible] à monter fortement avec la teneur en hélium.

M. Soddy a montré que le radium trouvé dans un minéral très ancien ne dérive pas de l'uranium qui y est présent, mais qu'il est le reste du radium qui y [illegible] lors de la formation du minéral. Si cette conception était exacte, les minéraux chez lesquels on constate un rapport $\frac{Ra}{Ur}$ élevé et une teneur en hélium négligeable, devraient contenir très peu d'ionium. — M. Soddy fait remarquer lui-même que l'hypothèse est soumise à certains doutes.

Et on peut, en effet, faire des objections contre celle-ci et contre les suppositions qui lui servent de base. Ainsi nous ne pouvons nullement confirmer que tout l'hélium formé pendant les transformations radioactives soit vraiment occlus dans le minéral. [illegible] partie. Le fait qu'on trouve de l'hélium dans quelques [illegible] fait naître la discussion de la possibilité d'une absorption de ce gaz par des minéraux[1]. Dans ces conditions, il semble très douteux de vouloir établir l'âge d'un minéral sur le contenu en hélium. Il faut dire également que les âges qu'on a ainsi calculés sont quelquefois très peu probables. M. Soddy[2], par exemple, fut amené à donner à une autunite l'âge de trente ans, ce qui [illegible]

M. Piutti[3] vient de publier un mémoire sur l'hélium contenu dans les autunites. M. Soddy lui a obligeamment prêté quelques-uns des échantillons d'autunite qu'il a lui-même examinés, et où il avait trouvé des quantités d'hélium considérables.

M. Piutti confirme que le minéral contient de l'hélium, mais il a aussi fait l'observation intéressante que la gangue de l'autunite en renferme; il croit même pouvoir dire que la plus grande quantité d'hélium trouvé dans un minéral brut est due à la gangue, et il tire de ses propres expériences et de [illegible] M. Soddy [illegible] intéressants. Ils montrent d'abord que la période d'ionium, déduite du contenu en hélium et du rapport [illegible] beaucoup de réserve, ce qu'a déjà fait remarquer M. Soddy lui-même; ensuite ils font une fois de plus voir l'incertitude sur laquelle est basé le calcul d'âge des minéraux.

Parmi les différentes hypothèses proposées pour expliquer les variations de rapport dans les minéraux, il y en a une qui semble très applicable aux autunites, carnotites, gummites et d'autres minéraux du même type. On pourrait penser que ceux-ci subissaient des variations de composition, provoquées par des eaux courantes, que certains des produits de transformation pouvaient être enlevés par des lavages.

Des [illegible] par M. Boltwood[4] ont montré que le plomb est ordinairement présent dans les minéraux radioactifs et que son rapport à l'uranium semble constant dans des minéraux inaltérés et ayant la même provenance.

[illegible] l'hypothèse que le plomb est le produit final de la série uranium-radium. D'autre part, plusieurs auteurs, et notamment MM. Marckwald et Keetmann[2] ont observé que les autunites ne contiennent pas de plomb, ou en contiennent des traces négligeables.

Il est évident que si les autunites sont d'une formation récente, de sorte que l'équilibre radioactif n'y soit pas atteint, le rapport plomb-uranium y sera forcément moindre que dans les minéraux en équilibre. Mais, comme on a vu, le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ varie beaucoup dans les différentes autunites; il y en a qui ont des rapports $\frac{Ra}{Ur}$ relativement grands, rapprochés de celui des pechblendes. L'absence complète de plomb dans de telles autunites sera difficile à comprendre; d'autre part, en admettant que des lavages à eaux se produisent pour les autunites, on conçoit aisément que le plomb, comme le plus soluble, ait pu être enlevé complètement avec une partie plus ou moins grande du radium présent.

Le plomb et le radium seraient donc déposés ailleurs; je signalerai ici, comme tout au moins une coïncidence singulière, le fait que le seul minéral contenant du radium sans être uranifère est jusqu'aujourd'hui une pyromorphite — un chloro-fluophosphate de plomb — trouvé à Issy-l'Evêque, pas loin des gisements d'autunites de Saint-Symphorien de [illegible] par M. Daure.

Des [illegible] d'un même minéral venant d'un même endroit n'ont pas toujours le même rapport [illegible] examinées par M. Soddy et Mlle Pirret, viennent toutes de Portugal et leurs rapports varient de 0,24 à 0,14 [illegible] Il

[1] [illegible]

[2] [illegible]

[3] [illegible]

[4] [illegible]

y a le radium inactif qui se trouve le plus facilement expliqué par l'hypothèse des lavages par des eaux.

Des expériences récemment faites par MM. Marckwald et Russell[1] apportent un appui sérieux à cette même hypothèse. Le travail fut entrepris pour voir si les minéraux récents comme les autunites étaient pauvres en ionium. M. Soddy avait lui-même remarqué que si le radium fut déposé dans les autunites lors de leur formation, celles qui ont un rapport $\frac{Ra}{Ur}$ relativement grand et qui contiennent très peu d'hélium doivent également renfermer des quantités d'ionium négligeables. MM. Marckwald et Russell précipitèrent l'ionium et le cérium dans des solutions minérales d'après une méthode décrite par Marckwald et Keetmann. L'activité des produits obtenus fut comparée à la teneur en uranium du même minéral. Il se montra que dans les différentes pechblendes la teneur en ionium fut à peu près proportionnelle à celle de l'uranium. Dans les autunites, il y avait relativement moins, de 0,76 à 0,95, le rapport dans les pechblendes étant l'unité. Toutefois ces variations ne furent que petites, comparées à celles du radium, qui furent de 0,24 à 0,68 pour les mêmes minéraux.

Les détails de ce travail n'ont pas été publiés et les auteurs disent eux-mêmes que la précision sur la teneur en ionium n'est pas très grande. Toutefois, il semble raisonnable de conclure de ces expériences que l'équilibre radioactif n'est peut-être pas atteint dans les autunites, étant données les variations du rapport $\frac{Io}{Ur}$; mais que d'autre part cela ne suffit pas pour expliquer les grandes variations du rapport $\frac{Ra}{Ur}$ provoqué très probablement par une véritable perte en radium emporté par des eaux.

Ces mêmes auteurs ont examiné le rayonnement pénétrant d'un morceau de pechblende couvert de rutherfordine; les expériences semblent indiquer que le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ baisse de l'intérieur à l'extérieur et les analyses montrent que la même chose se produit pour le plomb en proportion plus notable.

Je voudrais ici attirer l'attention sur le grand rôle que joue certainement la composition de la gangue des minéraux. Il est évident que si des lavages à eaux se produisent pour un minéral et en enlèvent du radium, celui-ci doit se déposer dans les minéraux environnants. Il est assez curieux que les gangues des autunites ne semblent pas actives, parce qu'en admettant des lavages assez récents pour détruire l'équilibre radioactif, il serait raisonnable d'en supposer également de nos jours.

Les résultats signalés pour la gummite appuient fortement l'hypothèse que des lavages se produisent pour certains minéraux. Il serait vraiment très difficile de s'expliquer la présence du radium dans la gangue, si on ne veut pas admettre que celui-ci y fut déposé par des eaux de circulation. On a vu que le rapport $\frac{Ra}{Ur}$ dans la partie soluble ($2,54 \times 10^{-7}$) rapproche le minéral des autunites, tandis qu'en considérant le minéral brut, son rapport $3,3 \times 10^{-7}$ est plus grand que, par exemple, celui de la pechblende de Joachimsthal.

D'autre part, on sait que si le radium est déposé seul dans la gangue, il se détruira très rapidement; on sait également que la gummite est un minéral de formation récente où un équilibre radioactif n'est très probablement pas atteint. On se demande donc si le rapport dans un minéral inaltéré et en équilibre ne devrait pas surpasser celui de la gummite brute — $3,50 \times 10^{-7}$; dans ce cas, la pechblende de Joachimsthal ne pourrait plus servir comme type d'un minéral où l'équilibre radioactif est atteint.

Il pourrait évidemment se faire que de tels lavages aient emporté également de l'ionium. Il serait alors bien plus difficile de prévoir le rapport d'un minéral. On devrait dans ce cas trouver relativement moins d'ionium dans la partie soluble de la gummite que dans des pechblendes.

Quelle que soit l'explication qu'on puisse donner des variations de rapport dans les minéraux de formation récente, je pense que ces variations sont aujourd'hui regardées comme exactes, comme établies.

Quand il s'agit des variations de rapport parmi les minéraux de formation ancienne, il faut dire qu'elles ne sont pas admises avec la même promptitude. Marckwald et Russell[1], ayant déterminé le rapport dans une thorianite et l'ayant trouvé égal à celui d'une pechblende de Joachimsthal, concluent que le rapport est constant. Il est difficile de faire des comparaisons entre les résultats de ces auteurs et les miens, parce qu'ils ne donnent que des valeurs relatives. Toutefois je puis dire que je ne conteste nullement que certaines thorianites puissent avoir des rapports égaux à ceux de certaines pechblendes. Je crois que la composition chimique d'un minéral n'est pas du tout le seul déterminant de son rapport radium-uranium, et qu'on peut par conséquent trouver des thorianites différentes entre elles comme rapport, des pechblendes qui varient entre elles, des chalcolites entre elles. Le tableau donné ci-dessus le montre bien pour ces deux derniers minéraux.

Et les résultats obtenus dernièrement par M. Soddy et Mlle Pirret confirment, d'après mon avis, mes résultats. Ils trouvent une thorianite dont le rapport diffère nettement de celui des autres thorianites, ils trouvent une pechblende d'Afrique qui donne un rapport bien plus grand que celui des pechblendes de

1. *Loc. cit.*

1. Marckwald et Russell, *loc. cit.*

Joachimsthal. Il est vrai que les auteurs n'en ont pas tiré les mêmes conclusions que moi; pour expliquer ces variations sans toucher au dogme d'un rapport constant — constant au moins pour les minéraux anciens — ils ont fait une supposition qui me paraît bien bizarre. La thorianite, dont le rapport est grand, leur est venue par l'intermédiaire d'un homme qui vend des préparations de radium; la pechblende d'Afrique a séjourné quelque temps dans le laboratoire de Marckwald, où l'on a fait pendant plusieurs années des recherches sur des corps actifs. M. Soddy et Mlle Pirret supposent donc que ces deux minéraux ont pris une contamination par du radium avant d'être analysés. Une telle contamination ne pourrait se faire que par des poussières radifères; ni des émanations, ni des activités induites ne pourraient causer des erreurs, étant donné la méthode qui a servi. Mais pour qu'un minéral prenne une contamination par des poussières radifères, il faudrait qu'il soit très imprudemment exposé. Je sais bien que cela ne pourrait pas expliquer les variations que j'ai observées parmi les minéraux examinés. Mes recherches ont été faites dans un des laboratoires les plus actifs du monde; la pechblende de Joachimsthal y avait séjourné en état pulvérisé pendant plusieurs années, mais bien entendu en boîte métallique fermée : elle m'a donné un rapport petit, tandis que la pechblende 2 de Norvège qui a un rapport bien plus grand, fut mise en solution le jour même de son arrivée.

D'après les expériences que j'ai faites je ne doute pas qu'il n'y ait des variations du rapport radium-uranium parmi les minéraux dits de formation ancienne.

On peut se demander si la non-existence du rapport constant doit faire douter de la filiation entre l'uranium et le radium. Au moment où cette hypothèse fut émise, le rapport constant était son appui le plus sérieux. Mais depuis ce temps bien d'autres faits sont venus la corroborer. Et il faut dire que les variations de rapport trouvées sont relativement petites. Les nombres de rapport sont, comme on le voit, tous du même ordre de grandeur. Remarquons également qu'on n'a jamais jusqu'aujourd'hui trouvé un minéral uranifère qui ne contienne pas de radium, ni des minéraux radifères sans uranium, exceptée faite pour la pyromorphite, où la présence de radium se trouve expliquée. Et il paraît que l'ionium, la substance intermédiaire entre l'uranium et le radium, se trouve toujours dans les mêmes minéraux uranifères et radifères.

Je crois donc qu'on peut parfaitement concilier les variations du rapport radium-uranium avec l'hypothèse d'une filiation radio-active des deux métaux. Mais il faut admettre que le rapport radium-uranium est loin d'être ce qu'on le croyait au début de mes recherches. On la croyait alors directe, que l'uranium était la substance mère du radium. On admet aujourd'hui l'existence de l'ionium dans la série uranium-radium; il s'agit donc de connaître la période d'ionium. Si celle-ci était 35 000 ans l'ionium ne suffirait pas pour expliquer les variations de rapports dans les minéraux de formation ancienne. Mais une période de 35 000 ans pour l'ionium est très probablement une limite inférieure. D'après les dernières recherches de M. Soddy sur la formation du radium dans les solutions d'uranium il semble qu'il faudrait, pour expliquer la petite quantité de radium formée, admettre que l'ionium ait un âge beaucoup plus grand, ou peut-être qu'il existe dans la série uranium-radium encore une substance active. En effet, il n'y a pour le moment rien qui n'empêche de croire qu'un tel corps intervienne, un corps dont l'âge serait grand, relativement à celui de l'uranium.

Dans ce cas, des variations de rapport parmi les minéraux de formation ancienne s'expliqueraient par des différences d'âge. Il y aurait donc des probabilités pour trouver des pechblendes relativement plus riches en radium que la pechblende de Joachimsthal; car celle-ci se trouve dans un filon métallifère, appartenant à la chaîne des alpes-himalayennes, et il y a même eu lieu une réouverture du filon. Il paraît probable que la pechblende de Cornouailles et celles d'Amérique soient d'une origine plus ancienne.

Le tableau donné ci-dessus montre que tous les minéraux venant de Norvège ont un rapport supérieur à celui de la pechblende de Joachimsthal. Il n'est pas facile de juger de l'âge de ces minéraux, étant donné qu'ils ne se trouvent pas dans des filons métallifères; ils accompagnent les dykes de pegmatite. Toutefois, il ne semble pas trop hardi de leur attribuer un âge relativement très grand; car les formations géologiques en Norvège sont toutes très anciennes, appartenant pour une partie à la chaîne calédonienne, pour la plupart même à la chaîne antérieure, la chaîne huronienne. C'est une coïncidence tout au moins singulière que la chalcolite qui est relativement la plus riche en radium, vienne de Cornouailles, l'endroit qui a également fourni la pechblende qui parmi les minéraux de son type montre le plus grand rapport $\frac{Ra}{Ur}$.

Il serait intéressant de se rendre compte si les minéraux inaltérés qui se trouvent à un même endroit, qui appartiennent à une même formation géologique ne montrent pas des rapports $\frac{Ra}{Ur}$ voisins.

Il existe peut-être une autre explication d'un ordre tout à fait différent. Nous admettons généralement que les constantes radioactives sont vraiment constantes et qu'elles ne subissent aucune variation ou modification. Mais s'il en existait, il est évident que le rapport radium-uranium en serait influencé notablement et probablement d'une manière qui

nous semblerait irrégulière et difficile à comprendre.

On pourrait, par exemple, penser que les constantes sont affectées par la présence d'autres corps actifs, ainsi le thorium ou l'actinium. Des études continues sur les minéraux sont nécessaires pour nous faire connaître les quantités présentes de ces corps. Et quant à l'actinium son origine reste toujours énigmatique. S'il appartient vraiment à la série d'uranium, il est probable que nous ayons à modifier certaines des conceptions des transformations radioactives.

On se demande ensuite si la vitesse des transformations est bien une grandeur indépendante des changements extérieurs, physiques ou chimiques. Il est vrai qu'on n'a pas pu jusqu'à aujourd'hui provoquer des modifications d'une constante. Mais il n'en est pas moins vrai que le temps depuis lequel nous connaissons les corps actifs, est aussi négligeable par rapport aux âges attribués aux minéraux, que les changements de conditions extérieures que nous pouvons imposer à ces corps sont petits, mesquins et négligeables par rapport à ceux qu'ont dû subir les minéraux pendant les évolutions géologiques.

Avant de terminer, je désire exprimer ma vive reconnaissance à Mme Curie et à M. Debierne pour l'encouragement et les précieux conseils qu'ils n'ont cessé de me donner au cours de ce travail.

Je remercie également toutes les personnes qui ont bien voulu me conseiller dans le choix des minéraux à traiter ou dans l'interprétation des résultats obtenus.

Manuscrit reçu le 10 juin 1911.

Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs[1]

Activité et luminescence du sulfate de quinine[2]

Par M. de BROGLIE et L. BRIZARD

2e PARTIE. — PHÉNOMÈNES LUMINEUX.

Les sulfates de quinine, de cinchonine, qui donnent lieu dans les gaz à des phénomènes d'ionisation dont les caractères ont été décrits dans un précédent travail[3], produisent aussi des *phénomènes lumineux* chez lesquels nous avons noté les particularités suivantes[4].

En observant dans l'obscurité l'un ou l'autre de ces sels préalablement déshydraté à l'étuve, et abandonné dans l'air ordinaire, on distingue très nettement une phosphorescence; elle présente généralement l'apparence d'un fond lumineux continu et une observation plus détaillée, à la loupe par exemple, y montre souvent l'existence d'un grand nombre de petits points plus brillants, variables à chaque instant, rappelant l'aspect du spinthariscope.

La netteté de ces scintillations dépend surtout, comme nous le verrons plus loin, de la grosseur des cristaux utilisés; il est fort possible que le fond lumineux continu soit lui-même dû à une multitude de petites scintillations, non résolues dans les circonstances d'observation.

Relation entre la phosphorescence et l'ionisation.

Il y a lieu de se demander tout d'abord si les deux ordres de phénomènes, électriques et lumineux, sont indépendants l'un de l'autre, ou si ce ne sont pas plutôt deux manifestations d'aspects différents, d'une même cause. Rappelons d'abord à l'appui de cette dernière manière de voir, que Miss Gates a vainement tenté dans des expériences variées, de produire un des phénomènes sans l'autre. Nous avons nous-mêmes observé un certain nombre de faits qui conduisent à la même conclusion.

Lorsqu'on déshydrate le sel à l'étuve, et qu'on le laisse reprendre de l'eau à froid dans l'air ordinaire au repos, le tout étant réalisé dans les conditions mêmes où la conductibilité électrique est observée, on constate que la phosphorescence, après s'être maintenue sensiblement invariable pendant un certain temps, diminue peu à peu et finit par disparaître; la

1 Mémoire communiqué par les auteurs.

2 Voir *concernant la première partie de ce travail*, publiée dans *Le Radium* 8 (1911) 181-186.

Un passage après de cette première partie, celui qui commence à la ligne 25 (colonne I, p. 185, du *Radium*, mois parent [illegible] — Il est question de petits centres [illegible] les propriétés de lumière qu'on obtient en [illegible] les substances portées à une température dépassant 100° et non des porteurs de charge dans le phénomène qui nous occupe; ces porteurs sont en effet de petits ions, et ce que nous avons voulu dire, c'est que la buée en question est chargée par diffusion de ces petits ions; une lecture attentive du contexte aura du reste vite éclairé le lecteur si le passage en question lui avait paru obscur.

3 *Le Radium*, 8 (1911) 181.

4 [illegible] (*C. R.*, janvier 1911).

durée de la phosphorescence est tout à fait du même ordre que celle du phénomène électrique.

Un courant d'air humide passant sur le sel accroît, nous le savons, très notablement la conductibilité de l'air; il produit de même un accroissement très net de l'intensité lumineuse : il suffit par exemple de souffler avec la bouche de l'air humide sur la substance pour la voir devenir immédiatement beaucoup plus brillante.

La raréfaction de l'air qui augmente beaucoup et l'intensité et la durée de la période d'ionisation du gaz, accentue de même l'émission de lumière.

On réalise facilement l'expérience en observant conjointement deux échantillons de sel qui ont été déshydratés dans les mêmes conditions; tous deux sont ensuite placés à froid dans des tubes de verre voisins, dont l'un peut communiquer avec une pompe. Dans ces conditions, l'échantillon placé dans un vide de quelques centimètres de mercure émet une lumière visible pendant un temps beaucoup plus long que l'autre et avec une intensité plus grande à tous les instants de l'expérience; on y distingue en outre plus nettement des scintillations séparées. Ces apparences correspondent cependant à des vitesses d'hydratation que des pesées montrent être tout à fait du même ordre.

La concordance dans les caractères des effets électriques et lumineux persiste encore quand on procède, non plus par réhydratation, mais par déshydratation à froid dans le vide. Dans le tube de verre de l'expérience précédente, communiquant avec la pompe par un desséchant, on place alors des cristaux ordinaires non déshydratés; quand on fait le vide on ne tarde pas à voir apparaître la phosphorescence, de même qu'on a observé la conductibilité.

Triboluminescence.

Le sulfate de quinine, le sulfate de cinchonine sont connus comme des corps *triboluminescents* lorsque, dans l'obscurité, on broie avec une baguette dans un tube de verre une petite quantité de l'un de ces sels, il se produit des éclairs au moment où se brisent les cristaux.

On est conduit tout naturellement à faire un rapprochement entre cette propriété et celle que nous venons d'étudier; il est en effet très vraisemblable que l'absorption et le dégagement de vapeur d'eau puissent faire naître dans chaque cristal, des forces capables de le briser. L'hydratation ou la déshydratation du sel entraînerait ainsi la rupture d'un certain nombre de cristaux, d'où une émission de lumière par un mécanisme analogue à celui qui est mis en [illegible] dans le broyage.

[illegible] d'abord, bien qu'elle [illegible] peu [illegible] des expériences dont la portée [illegible] tenté de produire l'ionisation de l'air, par broyage du sulfate de cinchonine (fig. 1) : le sel est étalé sur un plateau horizontal entre les armatures planes d'un condensateur, disposé à l'intérieur d'une cloche;

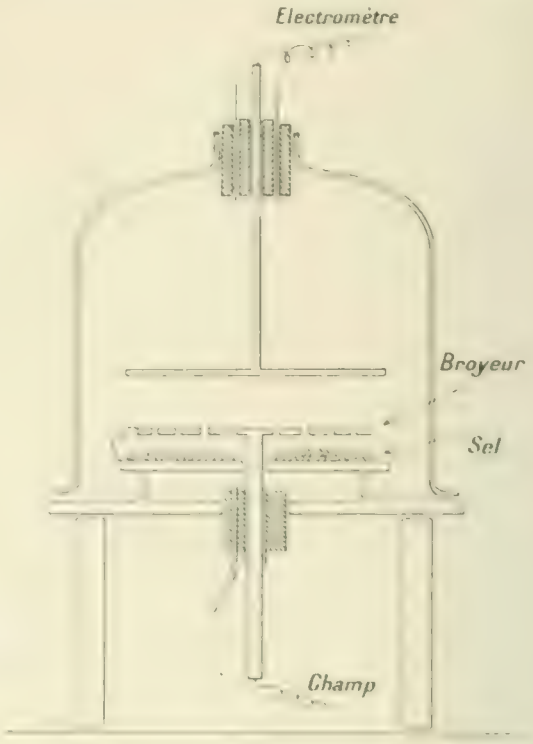


Fig. 1

on écrase les cristaux par un autre plateau métallique percé de trous, qu'on peut commander de l'extérieur. On observe bien alors l'arrivée de charges à l'électromètre, mais il est difficile de conclure. Le déplacement du broyeur dans le champ, la production de poussières donnant lieu à des phénomènes de convection, sont autant de causes perturbatrices qu'il est impossible d'éviter complètement.

Voici cependant un certain nombre de faits qui viennent fortifier notre hypothèse.

a) Lorsqu'on expose à l'air du sulfate de cinchonine préalablement déshydraté à l'étuve, il se produit bien des ruptures de cristaux. On voit en effet très nettement des projections de fragments relativement gros, qui peuvent être lancés jusqu'à une hauteur de l'ordre du centimètre; en même temps on perçoit distinctement des bruits secs, analogues à ceux que produit la décrépitation d'un sel chauffé.

Il ne faudrait pas croire cependant que ces projections permettent de rendre compte de l'ionisation observée qui ne serait ainsi qu'une grossière convection; le courant qui en résulterait serait d'ailleurs d'un ordre de grandeur tout différent de celui qui se produit, et l'examen optique du gaz qui entoure le sel montre, qu'à part ces projections isolées, le milieu

se présente comme optiquement vide, aussi bien à la pression atmosphérique qu'aux pressions faibles. On observe bien, dans l'étude de l'ionisation des bouffées qui peuvent correspondre aux éclatements dont il vient d'être question, de même qu'aux scintillations; mais il faut entendre que ce n'est pas l'arrivée d'un gros éclat chargé qui rend compte de la bouffée; celle-ci est due à l'émission brusque d'un grand nombre de petits ions au moment de la rupture.

b) Dans l'observation de la phosphorescence, l'apparence d'éclairs séparés est d'autant plus accentuée que les cristaux sont plus gros; avec des cristaux plus petits l'ensemble offre plutôt l'aspect d'une lueur continue.

Les cristaux qu'on trouve habituellement dans le commerce sont beaucoup plus gros pour le sulfate de cinchonine que pour le sulfate de quinine; aussi avons-nous observé tout d'abord les scintillations et les projections de fragments avec le sulfate de cinchonine.

En dissolvant et faisant cristalliser lentement le sulfate de quinine nous avons obtenu des cristaux de même grosseur que ceux de cinchonine et donnant les mêmes phénomènes.

Au contraire, en pulvérisant le plus finement possible les cristaux actifs, on diminue grandement la tendance aux scintillations, mais la lueur continue et les phénomènes d'ionisation persistent.

c) Il nous reste enfin à décrire un nouvel ensemble d'expériences faites à la température de l'air liquide. On sait que cette température est susceptible d'exciter la triboluminescence d'un certain nombre de corps, indépendamment de tout phénomène d'hydratation. En particulier, les sulfates de quinine et de cinchonine sont triboluminescents à cette température. On peut l'observer, soit en plongeant dans l'air liquide un tube de verre mince contenant la substance, soit en projetant directement celle-ci dans l'air liquide. Nous avons constaté qu'*à cette même température, les sulfates de quinine et de cinchonine rendent l'air conducteur.*

L'appareil employé (fig. 2) consiste en un récipient cylindrique à paroi de cuivre de 4 centimètres de diamètre et de 10 centimètres de hauteur, fermé par un bouchon d'ébonite que traverse une tige métallique à anneau de garde, reliée à l'électromètre et à un plateau formant l'armature supérieure d'un condensateur.

L'armature inférieure est constituée, soit par le fond même du cylindre, soit par une toile métallique maintenue au-dessus de lui par un trépied. Le sel est placé sur la toile métallique ou sur le fond du cylindre, suivant qu'on veut l'étudier à l'intérieur ou à l'extérieur du champ. Enfin le bouchon d'ébonite est traversé par deux tubes permettant de vider l'appareil.

Le vase cylindrique étant rempli d'air soigneusement débarrassé de vapeur d'eau et de gaz carbonique et ne contenant pas de sulfate de cinchonine, on vérifie d'abord qu'en le plongeant dans l'air liquide il

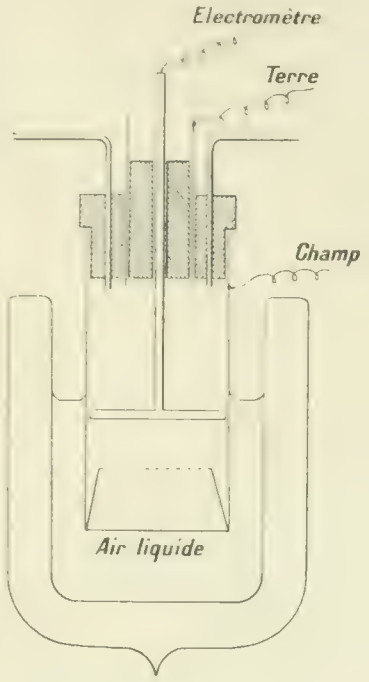


Fig. 2.

ne se produit pas de conductibilité; l'expérience, reprise après avoir placé dans le condensateur des cristaux ordinaires de sulfate de cinchonine, donne, au contraire, presque immédiatement une conductibilité notable.

Pendant les premiers instants, le refroidissement est relativement assez lent par suite d'une caléfaction de l'air liquide entourant le cylindre; la conductibilité est alors faible; puis le contact entre l'air liquide et la paroi s'établit avec un bruit d'ébullition caractéristique et la conductibilité s'accroît considérablement; enfin le phénomène décroît assez rapidement et reste sensible pendant 4 à 5 minutes avec des poids de sel de l'ordre de quelques décigrammes.

Pendant le réchauffement, obtenu rapidement en plongeant le cylindre dans l'eau, on observe des effets analogues, mais plus faibles.

En recouvrant le sel d'une toile métallique de manière à le placer au-dessous du champ électrique, la conductibilité ne se manifestait pas pendant le refroidissement, mais s'observait pendant le réchauffement, résultat qui peut s'expliquer par le fait que la variation de température de l'air favorise dans un cas et pas dans l'autre la diffusion, vers le plateau isolé, de la couche de gaz ionisé.

On ne saurait d'ailleurs affirmer absolument que les phénomènes précédents soient uniquement dus à

des variations de température. On ne peut écarter la possibilité d'une variation d'hydratation du sel qui viendrait compliquer l'interprétation des faits observés, puisqu'on ne connaît pas la loi de variation avec la température de la tension de vapeur de l'hydrate qui se dissocie.

H. Becquerel[1] avait observé la tribophosphorescence de sels d'uranium dans l'air liquide; nous avons également repris les expériences précédentes avec de l'acétate et du nitrate d'uranium, et il nous a paru qu'à la radioactivité propre de la substance, invariable avec la température, venait se superposer un phénomène analogue à celui dont nous venons de parler.

Essais d'explication des phénomènes observés.

I. *Lumière ultra-violette.*

Parmi les causes auxquelles il est logique de penser pour expliquer les phénomènes d'ionisation de l'air par le sulfate de quinine ou les corps analogues, une des premières qui vient à l'esprit consiste en une action sur le gaz, de la lumière émise pendant la phosphorescence du sel.

Miss Gates, en 1906, nous l'avons vu précédemment, a essayé vainement de mettre en évidence une action de ce genre. D'une part, en exposant à la phosphorescence du sulfate de quinine des plaques photographiques avec ou sans interposition de lames de quartz, de verre, elle ne vit aucune différence entre les impressions à travers le quartz ou le verre ou simplement l'air; d'autre part, en essayant de produire à l'aide de la lumière émise l'effet Hertz sur des plateaux métalliques variés, disposés au-dessus du sel, elle n'obtint aucune action sensible.

Nous avons fait à ce sujet un certain nombre d'expériences nouvelles; avant de les décrire, il n'est pas sans intérêt de rappeler en quelques mots l'état des connaissances actuelles sur l'ionisation *de l'air* par les rayons ultra-violets.

L'ionisation des gaz par la lumière ultra-violette de très petite longueur d'onde fut signalée la première fois par Lenard, en 1900. [illegible] Bloch, étudiant ce phénomène en 1908, conclut que l'ionisation telle qu'elle [illegible] par Lenard est due, en somme, pour la plus grande part, à la présence dans l'air de poussières subissant l'effet photoélectrique, plutôt qu'à une action directe sur le gaz.

La discordance peut provenir de ce que la valeur des longueurs d'onde des radiations employées [illegible] n'a pas été [illegible].

Hughes constata en effet plus récemment que la lumière ultra-violette d'un arc au mercure, d'un tube à hydrogène, d'un tube à cathode de Wehnelt, ne donne pas une ionisation sensible de l'air après avoir traversé une mince lame de quartz laissant passer seulement les radiations de longueurs d'onde supérieures à 145 $\mu\mu$, tandis qu'avec une lame de fluorine, transparente jusqu'à 125 $\mu\mu$, il observait une ionisation importante de l'air par la lumière de la décharge dans l'hydrogène sous une pression de 2 à 3 millimètres de mercure.

Lenard et Ramsauer[1] observèrent de nouveau une ionisation intense de l'air privé de poussières, produite par des rayons dont la longueur d'onde est estimée à 90 $\mu\mu$ environ. La source employée pour obtenir ces radiations est l'étincelle fortement condensée éclatant entre deux électrodes d'aluminium distantes de 0,8 mm. Ces rayons ont la propriété remarquable de traverser l'air sec presque sans affaiblissement; ils sont plus absorbés par le gaz carbonique; enfin le spath, la fluorine sont relativement opaques, tandis que le quartz est beaucoup plus transparent.

Palmer[2] a aussi observé tout récemment que des radiations ultra-violettes de longueurs d'onde inférieures à 185 $\mu\mu$ ionisent fortement l'oxygène, l'azote, desséchés et débarrassés de poussières.

Expériences d'absorption.

1° **Impressions photographiques.** — Nous donnons ci-dessous la reproduction de plusieurs photographies obtenues à l'aide du sulfate de quinine [illegible] dans l'air, à travers, avec phosphorescence,

Fig. 5.

après avoir été préalablement chauffé à l'étuve. Une plaque [illegible] quelques centimètres au-dessus [illegible] de la substance est fortement impressionnée [illegible] au bout de 10 minutes (fig. 5).

En [illegible] la plaque une position inclinée par rapport à la surface du sel actif, nous avons obtenu une impression qui décroît graduellement à mesure que l'épaisseur d'air traversée augmente (fig. 4).

[illegible] représente le résultat obtenu en interposant, entre la plaque photographique et la sub-

[1] [illegible]

[illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

stance, une lame mince de fluorine, une lame de verre et simplement de l'air, la plaque a été impres-

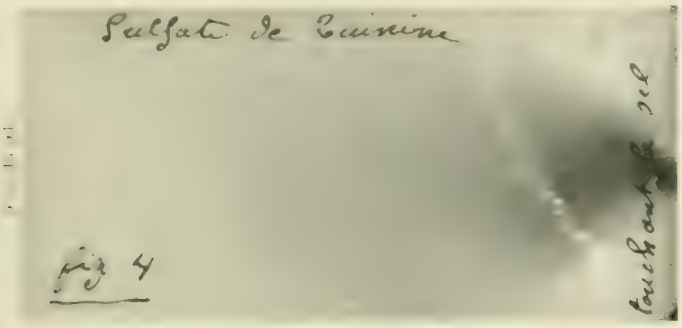


Fig. 4.

sionnée à très peu près de même, dans les trois régions, ce qui montre que le verre et la fluorine ont,

Fig. 5

pour les radiations agissant sur la plaque, sensiblement la même transparence que l'air.

Fig. 6

Dans une autre expérience, les lames de verre et de fluorine ont été posées directement sur la couche

Fig. 7.

de sel, au lieu d'être suspendues au-dessus d'elle; la plaque a présenté après développement l'aspect reproduit dans la figure 6. Les portions de sel couvertes par les deux lames n'ont rien donné, vraisemblablement parce que le sulfate de quinine, privé du contact de l'air humide, n'a pu s'hydrater dans ces régions et n'a été, de ce fait, le siège d'aucun phénomène lumineux.

Quant à la figure 7, elle représente l'impression obtenue en intercalant entre la plaque sensible et le sel une lame de carton mince, percée d'un orifice rectangulaire; elle montre nettement l'opacité du carton employé, pour les radiations actives.

Il semble bien résulter de ces observations que les radiations émises par le sulfate de quinine pendant la phosphorescence n'appartiennent à aucun des groupes de radiations ultra-violettes dont on a signalé précédemment la propriété ionisante, et pour lesquelles l'air, le verre et la fluorine ont des pouvoirs absorbants tout à fait différents.

L'explication qui consisterait à attribuer l'ionisation de l'air par le sulfate de quinine à l'action de radiations ultra-violettes émises par lui paraît d'après cela bien improbable; des expériences d'un genre différent viennent encore fortifier cette opinion.

2° Essais d'ionisation de l'air à travers une lame de fluorine. — Les expériences de Hughes et de Palmer ont établi la possibilité d'ioniser l'air par des radiations ultra-violettes traversant la fluorine; il était alors indiqué de chercher à produire l'ionisation de l'air par le sulfate de quinine à travers une lame de cette substance.

L'appareil que nous avons employé se compose (fig. 8) d'un cylindre vertical C, fermé à la partie supérieure par une lame de fluorine F de 2,5 mm d'épaisseur; sous cette lame est disposé le plateau contenant le sel actif en voie d'hydratation ou de déshydratation. En faisant le vide dans le cylindre, les radiations, qui peuvent être émises vers le haut, rencontrent par conséquent d'abord une couche d'air très raréfié, d'environ 1 cm, puis la lame de fluorine: si le sel émettait des radiations ultra-violettes ionisantes capables de traverser la fluorine, elles sortiraient ainsi au-dessus du cylindre sans affaiblissement notable.

Sur le cylindre C, nous avons alors disposé le condensateur C', dont l'armature inférieure est une toile métallique portée à un potentiel de 200 v, ainsi que les parois des cylindres C et C'; l'armature supérieure va à l'électromètre. *Il nous*

a été impossible dans ces conditions de produire la moindre ionisation de l'air du condensateur.

Ainsi l'ionisation de l'air par le sulfate de quinine ne peut pas être attribuée à des rayons ultra-violets

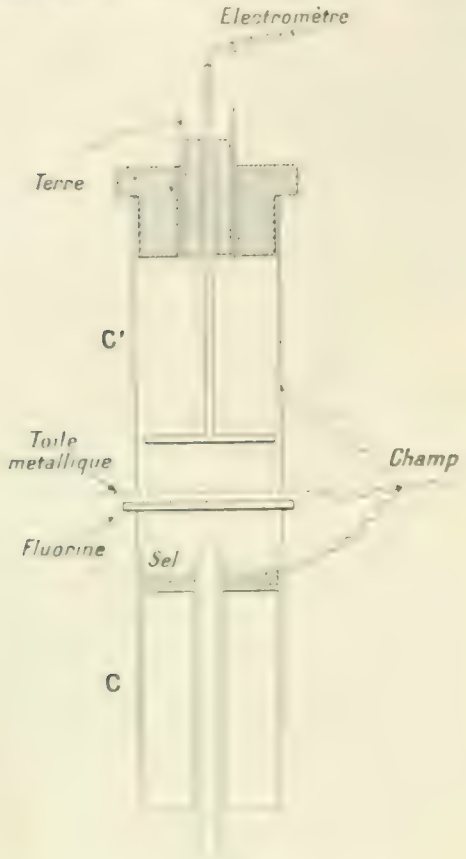


Fig. 8.

de longueur d'onde telles que la fluorine leur soit transparente. Elle n'est pas dues non plus à des rayons tels que ceux de Lenard et Ramsauer capables d'ionisation de grandes épaisseurs d'air, nous avons montré, en effet, que la couche dans laquelle se produisent les ions dans l'air n'a qu'une épaisseur extrêmement faible, au contact immédiat du sel.

II. *Décharges électriques accompagnant la rupture des cristaux.*

Les hypothèses que nous discutons, qui rend compte de tous les faits observés, conduisent à admettre que la rupture des cristaux de sulfate de quinine produit de petites décharges électriques. Les faits observés portant l'ionisation du sel vraisemblable que ces décharges, le fait lumineux [illegible] peut avoir pour [illegible] de recombinaison partielle [illegible] leur rendent. L'action du gaz environnant du sel s'expliquerait immédiatement par une décharge électrique du sulfate et le passage du gaz, passant en rôle important dans une décharge, agiraient de même sur l'ionisation et dans le sens observé; en particulier, une forte diminution de pression accroîtrait l'ionisation parce qu'elle facilite le passage de la décharge. L'effet de remplacement de l'air par l'hydrogène s'expliquerait de la même manière. L'influence de la grosseur des cristaux, la fatigue du phénomène répété un grand nombre de fois sur le même échantillon, se comprendraient de même très bien avec cette manière de voir.

Cette idée se rapproche de l'interprétation donnée par M. Lenard, pour la scintillation de la blende en présence des rayons α. Il est certain que les phénomènes de frottement et de piézoélectricité peuvent séparer des quantités d'électricité assez considérables pour se recombiner ensuite par aigrette ou par étincelle.

Cette explication présente le grand avantage de rendre compte de tous les faits observés dans l'ionisation par le sulfate de quinine; nous devons toutefois reconnaître qu'elle reste encore jusqu'ici dans le domaine de l'hypothèse; il nous a été impossible d'établir nettement le caractère électrique des lueurs produites par des décharges aussi faibles.

Nous avons bien pensé à le mettre en évidence par l'emploi de détecteurs très sensibles à de petites oscillations hertziennes, mais sans parvenir à des résultats concluants, même en étudiant les lueurs intenses qui se manifestent quand on brise ou que l'on clive du mica.

III. *Réaction chimique.*

Enfin, nous ne pouvons pas terminer sans signaler une troisième explication qui, bien que peu probable, n'est cependant pas absolument inadmissible; l'ionisation pourrait être due à la réaction chimique même, fixation ou perte d'eau, dont le sulfate est le siège pendant la durée de son activité. Ce n'est pas le fait général pour les réactions chimiques, bien au contraire, et nous avons déjà insisté sur ce point[1]; mais il se pourrait que certaines réactions, en apparence semblables aux autres, en fussent différenciées profondément par un bouleversement intérieur se traduisant à la fois par une ionisation du milieu et par des phénomènes lumineux.

Résumé.

1. La phosphorescence des sulfates de quinine et de cinchonine, pendant leurs variations d'hydratation, montre un fond continu lumineux, sur lequel se détachent des scintillations superposées, visibles surtout avec des cristaux de sulfate de cinchonine d'une certaine grosseur.

2. Lorsque l'hydratation a lieu dans l'air sec, [illegible]

[illegible]

les scintillations sont beaucoup plus belles, et leur aspect fait penser à des decharges électriques. Indépendamment des variations d'hydratation, les cristaux actifs qui sont triboluminescents, montrent des lueurs quand on les refroidit brusquement à la température de l'air liquide, et présentent en même temps la propriété d'ioniser le milieu gazeux environnant.

5. Diverses expériences d'absorption paraissent indiquer que si les phénomènes d'ionisation sont dus à une radiation émise pendant la luminescence, cette radiation n'appartient à aucun des types ultra-violets, connus à présent comme produisant cet effet.

6. Enfin, on peut faire, pour expliquer au moins en partie les faits observés, une hypothèse assez vraisemblable, qui est exposée à la fin de ce travail.

[Manuscrit reçu le 2 juin 1911].

Vérification de la théorie du mouvement brownien et détermination de la valeur de N*e* pour l'ionisation des gaz[1]

Par H. FLETCHER

[Université de Chicago. — Laboratoire de physique.]

En 1905, Einstein[2] a établi une formule qui rend possible le calcul de la grandeur du déplacement dû au mouvement brownien. Perrin[3], Henri[4], Chaudesaignes[5] et d'autres physiciens ont obtenu avec de petites particules suspendues dans un liquide, des résultats qui donnent un bon accord entre les valeurs calculées et observées du déplacement. Broglie, en expérimentant sur de petites particules de fumée de tabac, suspendues dans l'air à la pression atmosphérique a obtenu un déplacement du même ordre de grandeur que celui qui résulte du calcul par la formule d'Einstein.

Dans ce mémoire, on présente une modification de cette formule et on donne une nouvelle méthode pour l'étude des mouvements browniens. Dans la première partie on déduit des formules qui donnent la distribution probable d'un grand nombre de valeurs observées :

1° Le déplacement d'une particule dû au mouvement brownien.

2° La durée actuelle de chute, sur une distance déterminée, d'une particule soumise à une force constante.

3° Le déplacement actuel dans un temps donné d'une particule soumise à une force constante.

Dans la seconde partie, on donne les résultats expérimentaux qui justifient les équations de la première partie, et qui rendent possible la détermination directe de N*e* pour les gaz ionisés.

I. — *Considérations théoriques.*

1. Distribution des déplacements, successifs dans des intervalles de temps égaux, d'une petite particule soustraite à toute force extérieure excepté des chocs des molécules du gaz.

— Puisque le mouvement imprimé à la particule par les molécules du gaz est différent dans les différentes directions et varie avec le temps, son déplacement dans un temps donné doit changer continuellement de direction et de grandeur. Pour déterminer la probabilité P, pour qu'un déplacement entre x_1, et x_2 ait lieu dans un temps t, il faut faire une analyse analogue à celle suivie par Maxwell pour déterminer la distribution des vitesses des molécules. Si on fait les mêmes hypothèses et résout les opérations finales, on obtient :

$$P = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\alpha x^2} dx$$

et parmi N déplacements observés, le nombre n de ces déplacements qui doivent probablement avoir lieu entre x_1, et x_2 est donné par

$$n = N \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{x_1}^{x_2} e^{-\alpha x^2} dx \qquad (1)$$

Dans cette expression α est une fonction indéterminée indépendante de x; on peut l'exprimer en fonction du carré moyen du déplacement, car

$$(x^2)_m^{(1)} = \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 e^{-\alpha x^2} dx = \frac{1}{2\alpha} \qquad (2)$$

De considérations dynamiques, Einstein et plus tard Langevin ont déduit la formule

$$(x^2)_m = \frac{2}{9} \frac{Et}{\pi \mu a}$$

1. Manuscrit communiqué par M. A. Millikan.
2. *Ann. d. Phys.* 17 (1905) 549.
3. *Le Radium*, 6 (1909) 555.
4. *C. R.* 146 (1908) 1024, 147 (1908) 65.
5. *C. R.* 147 (1908) 1044.
6. *Le Radium*, 6 (1909) 205.

1. L'indice m a été adopté dans cette note pour designer une valeur moyenne.

dans lequel t est l'intervalle de temps; 1. l'énergie cinétique moyenne de translation d'une molécule gazeuse; 2. le coefficient de viscosité du gaz, et a le rayon de la particule. Pour l'établissement de cette formule, on a utilisé la formule de Stokes pour le mouvement d'une particule dans un fluide visqueux, à savoir :

$$F = 6\pi\eta a v$$

Des expériences récentes l'ont montré que cette expression doit être modifiée quand on l'applique à une petite particule se mouvant dans un gaz. Cependant, pour le cas qui m'intéresse, il suffit seulement d'admettre la loi

$$F = Bv$$

où B est une constante qui dépend de la grandeur des particules et de la nature du gaz dans lequel elles se meuvent. On peut alors écrire la formule d'Einstein :

$$\overline{x^2}_t = \frac{4Rt}{3B} \qquad (3)$$

Pour la commodité, substituons à x $\frac{h}{t}$; il vient

$$h = \sqrt{t}\sqrt{\frac{3B}{8R}} \qquad (4)$$

Il est préférable pour faire la comparaison avec les valeurs expérimentales, d'avoir une expression pour la composante moyenne positive ou négative du déplacement le long d'une ligne. C'est ce que on obtient facilement en partant de (4), on a :

$$u_m = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\sqrt{\frac{RT}{B}} \qquad (5)$$

2. **Effet du mouvement brownien sur une petite particule qui se meut sous l'influence d'une force extérieure constante.** — Supposons le déplacement total, formé de deux déplacements partiels, l'un dû à la pesanteur, et l'autre au mouvement brownien. Le premier est simplement Vt où V est une constante qui représente le déplacement en une seconde de la vitesse de la particule. Le second, u moyenne, est proportionnel à la racine carrée de t (voir la formule (4)). Afin de rendre le problème mathématiquement intéressant, supposons que chaque déplacement simple dû au mouvement brownien peut être représenté par

$$u = \pm\sqrt{t} \qquad (6)$$

u, déplacement en une seconde, étant indépendant de l'intervalle de temps, et prenant dans les différentes valeurs absolues du déplacement de cette espèce, si pour t une valeur représentée par (5). Cette expression qui satisfait à la condition nécessaire pour un système plus régulier, présente la même distribution de une valeur moyenne du déplacement,

2. Annalen der Physik, mai 1921.

semble raisonnable et les résultats auxquels elle conduit peuvent être vérifiés par l'expérience.

Si on remplace dans (3) la valeur de x tirée de (6) et la valeur x tirée de (4) on obtient une expression pour la distribution des valeurs de n, à savoir :

$$n = N\sqrt{\frac{h}{\pi t}}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{h^2u^2}{t}}\,du \qquad (7)$$

La moyenne des valeurs positives ou négatives de u est donnée par

$$u_m = \sqrt{\frac{1}{\pi h}} = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\sqrt{\frac{RT}{B}} \qquad (8)$$

expression qui se ramène à (5) pour $t = 1$, comme cela devait être.

Si le déplacement total est représenté par b, on a :

$$b = Vt \pm u\sqrt{t} \qquad (9)$$

Pour avoir une expression de la distribution des déplacements totaux dans un temps déterminé, on considère dans (9) V et t comme des constantes et on change dans (7) u en b. On obtient pour le nombre des déplacements qui ont lieu entre b_1 et b_2

$$n = N\sqrt{\frac{h}{\pi t}}\int_{b_1}^{b_2} e^{-\frac{h^2(b-Vt)^2}{t}}\,db \qquad (10)$$

$$b = \sqrt{\frac{h}{\pi t}}\int_{-\infty}^{+\infty} b\,e^{-\frac{h^2(b-Vt)^2}{t}}\,db = Vt \qquad (11)$$

Ce dernier résultat aurait pu être déduit directement de (9) puisque t est constant et la valeur moyenne de u est zéro.

De même, pour obtenir une expression de la répartition des temps de chute sur une distance déterminée, on considère V et b comme des constantes et on change la variable u en t ; on obtient pour le nombre de temps de chute qui ont lieu entre t_1 et t_2.

$$n = N\sqrt{\frac{h}{\pi}}\int_{t_1}^{t_2} \frac{bt^{-\frac{1}{2}} - Vt^{\frac{1}{2}}}{2}\,e^{-\frac{h^2(b-Vt)^2}{t}}\,dt \qquad (12)$$

en posant $t_0 = \frac{b}{V}$ et en écrivant les limites

$$n = \frac{NV}{2}\sqrt{\frac{h}{\pi}}\int_{t_1}^{t_2} (t_0 t^{-\frac{1}{2}} - t^{\frac{1}{2}})\,e^{-\frac{h^2(t_0-t)^2}{t}}\,dt$$

En appliquant la méthode ci-dessus, on a :

$$t_m = \frac{1}{2h^2V^2} = \frac{b}{V} \qquad (13)$$

ou en résolvant par rapport à V

$$V = \frac{b}{t_m}\left\{1 - \frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{t_m}{2h^2b^2}}\right\} = V_0\left(1 - \frac{t_m}{4h^2b^2}\right) \qquad (14)$$

; on remarque immédiatement que tandis que le mouvement

d'un grand nombre d'observations de distances de chute, pendant un temps déterminé est le déplacement actuel dû à la pesanteur, la moyenne d'un grand nombre de temps de chute à travers une distance déterminée est quelque peu différente du temps de chute dû à la pesanteur. La différence, si elle est petite, est inversement proportionnelle au carré de la distance déterminée.

Chacune des équations contenues dans ce paragraphe peut être appliquée à une particule soumise à l'influence de forces constantes autre que la gravité, comme par exemple une particule chargée dans un champ électrostatique uniforme. Dans ce mémoire, V', t', t_m, t'_g, etc. remplaceront les notations employées ci-dessus lorsqu'elles se rapporteront à une particule chargée d'une seule charge élémentaire, soumise à l'influence combinée de la pesanteur et d'un champ électrique uniforme. De même V'', t'' etc... et V''', t''' etc... seront les notations relatives à une particule chargée de 2, 3 etc... charges élémentaires.

3. — Effet du mouvement brownien sur la valeur apparente de la charge électrique portée par une particule en suspension dans un gaz. — La méthode de mesure de e qui a été imaginée par le professeur Millikan[1] consiste à placer une particule chargée, isolée entre deux plateaux d'un condensateur et à observer sa vitesse V_1 sous l'influence de la pesanteur, puis la vitesse V'_1 quand le champ électrique agit. Si E est l'intensité du champ électrique en unités électrostatiques absolues, qui agit sur la particule de masse apparente m' et de densité σ, g, la constante de gravitation et ρ, la densité du gaz, les trois équations suivantes permettent d'exprimer la valeur de e en fonction de quantités mesurables.

$$\frac{Ee + m'g}{m'g} = \frac{V'_1}{V_1} \qquad (15)$$

$$6\pi\eta a k V_1 = m'g - BV_1 \qquad (16)$$

$$m' = \frac{4}{3}\pi a^3(\sigma - \rho) \qquad (17)$$

En éliminant m' et a et résolvant par rapport à e on obtient :

$$e = 9\sqrt{2}\,\pi\sqrt{\frac{(\eta k)^3}{\sigma(\sigma-\rho)}}\,\frac{\frac{1}{\sqrt{2}}(V_1 + V'_1)}{E} \qquad (18)$$

Les équations (15) et (16) ont été obtenues en supposant que Ee et $m'g$ sont les seules forces agissant sur la particule. Mais cela n'est jamais complètement exact et V_1 et V'_1 ont des valeurs qui sont réparties conformément aux équations (10) ou (12) qui dépendent de la méthode employée pour déterminer les vitesses. Par conséquent, pour trouver une valeur invariable de e, on doit déterminer les vitesses V et V' et les subsistuer à la place des vitesses individuelles observées, V_1 et V'_1. La valeur ainsi obtenue doit représenter la charge actuelle portée par la particule, à la condition que la valeur de B donnée par (16) soit correcte.

Si on résout (15) et (16) par rapport à B, on a :

$$B = \frac{Ee}{V + V'} \qquad (19)$$

ou en substituant cette valeur dans (7) et (8) et se souvenant que $E = \frac{3}{2}\frac{RT}{N}$, il vient :

$$h = \frac{1}{4}\frac{Ne}{RT}\frac{E}{V + V'} \qquad (20)$$

et

$$u_m = 2\sqrt{\frac{RT}{\pi Ne}}\sqrt{\frac{V + V'}{E}} \qquad (21)$$

Dans ces expressions, R, T et N ont la signification habituelle. Puisque Ne est connu d'une façon très précise, *il est possible de comparer la distribution et la valeur moyenne du déplacement brownien en une seconde, sans connaître la densité de la goutte, la viscosité ou la pression du gaz, ou la loi du mouvement d'une sphère dans un milieu visqueux*. La seule hypothèse faite est que la vitesse d'un mouvement constant est proportionnel à la force agissante, hypothèse qui est pleinement justifiée expérimentalement à la fois ici et ailleurs[1].

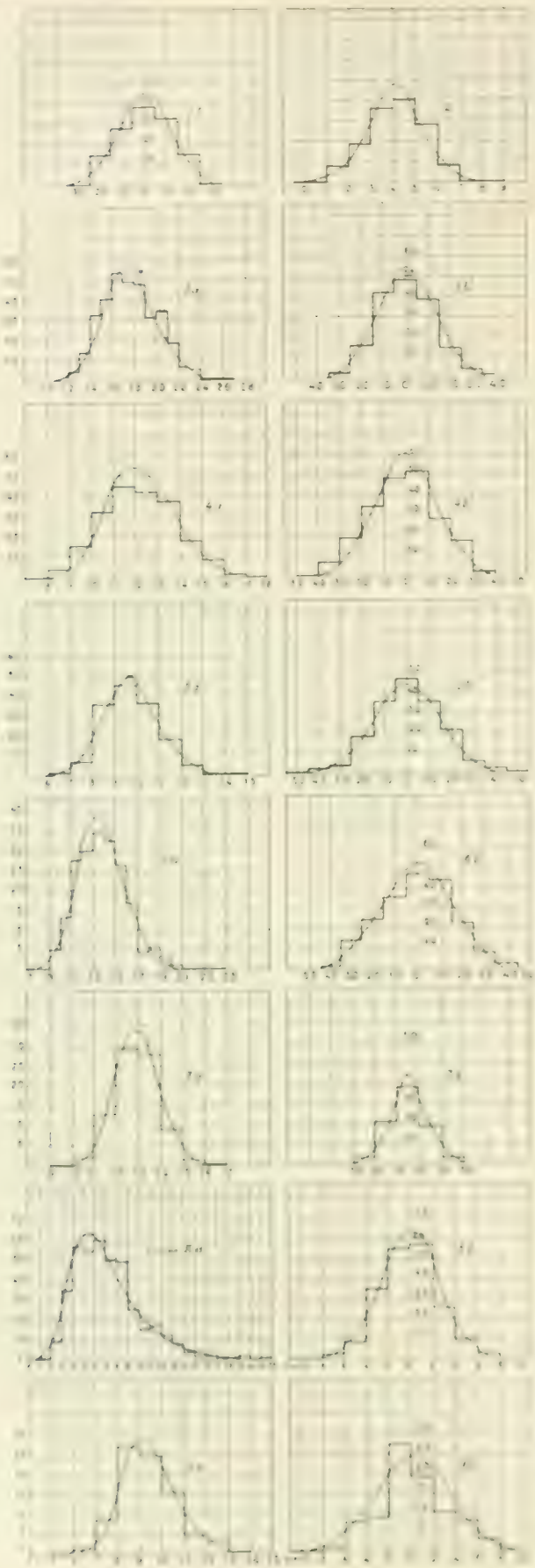
II. — *Applications expérimentales.*

On a donné ailleurs[2] une description détaillée de l'appareil employé. Brièvement, il consiste dans les deux mêmes plateaux de condensateur, utilisés par Millikan[2] dans son travail sur la valeur de e, entre lesquels une petite gouttelette d'huile chargée électriquement est maintenue suspendue dans l'air sous des pressions variant entre 2 cm. et 76 cm. de mercure. Quand les plateaux sont mis en court-circuit la goutte tombe sous l'influence de la pesanteur, et quand on établit entre les plateaux un champ électrostatique uniforme, elle s'élève, tombe plus vite, ou tombe moins vite, suivant la direction et l'intensité de ce champ. Ainsi on peut examiner le mouvement de la goutte en variant l'intensité du champ. De cette façon, de petites gouttes qui ont montré un mouvement brownien intense ont été soumises à l'observation pendant plus de 5 heures, temps pendant lequel on a pris pour la même goutte 411 durées de chutes ou de déplacements.

1. — Comparaison des valeurs calculées et

1. *Millikan R. A.* — Obtention d'un ion isolé, mesure précise de sa charge (*Le Radium*, 7, 1910, 345).

1. *Phys. Rev.*, août 1911.
2. *Phys. Rev.*, avril 1911.



des valeurs observées. — Pour observer directement la composante le long d'une direction, on faisait X égal et opposé à mg de façon qu'en moyenne la goutte ne se déplaçât ni vers le haut ni vers le bas.

La distance verticale de la goutte à partir d'une ligne de comparaison vue dans l'oculaire était notée toutes les 10 secondes. La différence de deux lectures consécutives donnait alors le déplacement brownien. Le tableau I donne les résultats obtenus pour une goutte d'huile. Dans la première partie on a les nombres qui déterminent V et V′ ; dans la seconde les déplacements sont disposés, non pas dans l'ordre dans lequel ils étaient observés, mais suivant leur grandeur. Dans la dernière partie « n obs. » désigne le nombre de ces déplacements qui ont lieu entre x_1 et x_2 et « n calc. » la valeur de n obtenue d'après (1). La courbe 1 représente graphiquement la comparaison entre « n obs. » et « n calc. ». La courbe régulière est obtenue en portant en ordonnnées les valeurs de

$N\sqrt{\frac{\pi}{2}}e^{-\alpha x^2}$ et en abscisses x, tandis que la courbe irrégulière est obtenue d'après les valeurs calculées de n de la partie III du tableau I. Les abscisses sont exprimées en fonction des divisions de l'échelle de l'oculaire. Les aires $abcd$, $a'b'c'd'$; $defq$, $d'e'f'q'$ etc... doivent être égales.

Pour observer le déplacement produit pendant un temps déterminé, quand une force extérieure agit, on obligeait la gouttelette à se déplacer lentement contre la pesanteur, et on prenait son déplacement dans des intervalles successifs de 10 secondes. Le tableau II contient les résultats disposés d'une manière exactement semblable à celle du tableau I. « n calc. » provenant de (12) et n de (9). La courbe 2 représente graphiquement la comparaison.

La plupart des nombres ont été obtenus en mesurant le temps de chute sur une distance déterminée, parce que cette méthode est susceptible de donner une plus grande précision que celle qu'on obtient avec l'une ou l'autre des autres méthodes.

Pour les gouttes n° 5, 4, 5, 6, 7 et 9 on prenait la variation dans le temps de chute sous l'action de la pesanteur seule, mais pour la goutte n° 8, la vitesse était diminuée en superposant un champ électrique ou champ de gravitation. Les tableaux III et IV donnent les résultats pour les gouttes n° 4 et n° 8 respectivement.

Par exemple dans le tableau III, 1re partie, t est le temps de chute sur 0,022 cm. et l'ab-

Tableau I. Goutte n° 1

Température = 21°. Pression = 2,12 cm

t pour 0,522 cm		t' pour 0,522 cm		
40,6	39,4	14,1	15,9	V = 0,01511
40,5	38,6	13,9	14,2	V' = 0,05725
40,5	41,0	15,6	15,9	Volts = 554,5
39,0	39,0	14,0	14,0	$h = 4,05 \cdot 10^{6}$
39,2	40,7	14,4	14,2	

V = 0,00746 cm pour les intervalles de 10 secondes

−2,59	−1,55	+0,82	+0,37	−0,08	−0,37	−0,82	−1,57
2,09	1,27	0,75	0,37	0,15	0,37	0,82	1,57
2,02	1,27	0,75	0,30	0,15	0,37	0,97	1,67
1,87	1,27	0,75	0,15	0,15	0,45	0,97	1,72
1,80	1,20	0,75	0,15	0,22	0,45	0,97	1,80
1,74	1,20	0,75	0,15	0,22	0,52	0,97	1,80
1,72	1,20	0,75	0,08	0,22	0,60	0,97	1,87
1,65	1,05	0,67	0,08	0,22	0,60	1,12	1,87
1,65	0,97	0,67	0,08	0,30	0,67	1,20	1,87
1,65	0,90	0,60	0,00	0,30	0,67	1,20	1,94
1,65	0,90	0,52	0,00	0,30	0,75	1,20	2,09
1,50	0,90	0,52	0,00	0,30	0,75	1,22	2,32
1,50	0,10	0,52	0,00	0,30	0,75	1,27	−2,46
1,50	0,90	0,52	0,00	0,30	0,75	1,27	
1,50	0,90	0,52	0,00	0,30	0,82	1,35	
1,42	0,82	0,37	0,00	0,37	0,82	1,42	

u_m obs. = 8,95 · 10⁻⁵ cm. u_m calc. = 8,76 · 10⁻⁵.

V_1 = 0,00746	V_2 = 0,00746	n calc.	n obs.
−2,5	−1,5	9,6	13
−1,5	−0,5	29,7	31
+0,5	−0,5	45,4	38
−0,5	−1,5	29,6	27
−1,5	−2,5	9,6	13

Tableau II. Goutte n° 2.

Température = 21°. Pression = 2,08 cm

t pour 0,522 cm		t' pour 0,522 cm		
28,8	26,0	17,0	17,1	V = 0,01955
27,1	26,3	19,4	16,1	V' = 0,00503
26,0	27,0	16,2		V + V' = 0,01118
27,5	27,6	17,5		Volts = 107,5
				$h = 5,91 \cdot 10^{6}$

b = 0,00746 pour des intervalles de 10 secondes.

1,4	2,5	3,0	3,4	3,8	4,2	4,5	5,0	5,2	5,7
1,5	2,5	3,1	3,4	3,8	4,2	4,5	5,0	5,2	5,9
1,5	2,5	3,1	3,4	4,0	4,2	4,5	5,0	5,3	5,9
1,7	2,6	3,1	3,5	4,0	4,3	4,6	5,0	5,5	6,1
1,8	2,7	3,1	3,5	4,0	4,3	4,6	5,0	5,3	6,2
1,9	2,8	3,2	3,6	4,0	4,3	4,6	5,0	5,4	6,2
1,9	2,8	3,2	3,6	4,0	4,3	4,6	5,1	5,4	6,2
2,0	2,8	3,2	3,6	4,0	4,4	4,7	5,1	5,4	6,3
2,1	2,9	3,2	3,7	4,1	4,4	4,7	5,2	5,4	6,4
2,1	3,0	3,2	3,7	4,2	4,5	4,7	5,2	5,5	
2,1	3,0	3,2	3,7	4,2	4,5	4,8	5,2	5,5	
2,2	3,0	3,3	3,7	4,2	4,5	4,9	5,2	5,5	
2,3	3,0	3,3	3,8	4,2	4,5	4,9	5,2	5,5	
2,5	3,0	3,3	3,8	4,2	4,5	5,0	5,2	5,5	

u_m obs. = 2,565 · 10⁻⁵ u_m calc. = 2,52 · 10⁻⁵

b_1 = 0,00746	b_2 = 0,00746	n calc.	n obs.
−∞	0	0,00	0,0
0	1	0,88	0,0
1	2	5,56	7,5
2	3	20,04	18,5
3	4	38,80	35,0
4	5	39,40	39,5
5	6	22,40	27,5
6	7	6,65	8,0
7	+∞	1,32	0,0

sence de champ électrique entre les plateaux : t', t'', t''', t^{IV} t^{V} et t^{VI} sont les temps mis par des gouttelettes chargées respectivement de 1, 2, 3, 4, 5 et 6 charges élémentaires, pour s'élever de 0,522 cm sous l'action du champ électrostatique. On voit d'après les valeurs placées dans la dernière colonne, que :

$$V + V' = \frac{1}{2}(V + V') = \frac{1}{3}(V + V''') = \frac{1}{4}(V + V^{IV}) =$$

$$\frac{1}{5}(V + V^{V}) = \frac{1}{6}(V + V^{VI})$$

comme le veut la théorie. Par conséquent, les valeurs $\frac{1}{2}(V+V')$, $\frac{1}{3}(V+V''')$ etc... ont été employées pour déterminer avec plus de précision la valeur de $V+V'$. Dans la dernière colonne on donne la valeur de V tirée de (19).

Dans la deuxième partie on a représenté les temps successifs de chute sur 0,0573 cm. A la fin on a donné les valeurs moyennes obtenues à partir de ces temps de chute. V est obtenu par (15) et « u_m calc. » par (21). La théorie prévoit que la composante moyenne du déplacement en une seconde le long d'une direction doit être $1,057 \cdot 10^{-5}$ et le déplacement observé a été $1,061 \times 10^{-5}$. Dans la partie III on a comparé la distribution calculée et observée des valeurs de t et de u. Les courbes 4 a et 4 b montrent graphiquement cette comparaison.

Il faut remarquer que la goutte n° 8 présentait des variations de temps de chute compris entre 2 et 25 secondes, la vitesse moyenne étant 10 0/0 plus faible que la vitesse actuelle due à une force extérieure constante. Dans ce cas plutôt extrême, il y a très bon accord entre les valeurs calculées et les valeurs observées.

Les tableaux relatifs aux cinq autres gouttes ont été omis, mais les courbes montrent la comparaison des distributions observées et calculées, et les valeurs moyennes sont données dans le tableau V.

Pour les gouttes d'huile en suspension dans l'air à la pression atmosphérique, Millikan a montré qu'on

Tableau III. — Goutte n° 4.

Température 21° C. — Pression 14.5

[illegible]		[illegible]			
[illegible]		[illegible]	t	[illegible]	[illegible]
100	175.6	75.5	29.7	18.4	V = 0.00507
[illegible]	176.4	74.0	28.5	18.9	V = 0.00742
158.0	165.0	72.8	29.1	18.8	V = 0.01754
167.0	175.0	71.0	29.0	[illegible]	V = 0.02[illegible]
162.5	185.8	68.0		15.5	V = 0.0587
166.2	175.2	70.0		[illegible]	V = 0.0007
170.0	164.4	70.4		8.6	V = V moyen
180	178.0	68.7			= 0.01041
187	169.2	70.2			t = 28.10[illegible]
178		67.4			

[illegible]		[illegible]									
8.6	10.0	10.6	11.0	11.6	12.0	12.4	15.0	15.2	15.6	14.6	
8.8	10.0	10.6	11.2	11.6	12.0	12.4	15.0	15.2	15.8	14.8	
9.0	10.0	10.8	11.2	11.8	12.0	12.4	15.0	15.2	15.8	14.8	
9.0	10.0	10.8	11.2	11.6	12.0	12.4	15.0	15.2	15.8	14.0	
9.0	10.0	10.8	11.2	11.7	12.0	12.4	15.0	15.2	14.0	14.0	
9.0	[illegible]	10.8	11.2	11.7	12.0	12.4	15.0	15.2	14.0	15.0	
9.2	10.2	10.8	11.2	11.7	12.0	12.4	15.0	15.2	14.0	14.0	
9.4	10.4	10.8	11.2	11.8	12.0	12.4	15.0	15.2	14.0	14.0	
9.4	10.4	11.0	11.2	11.8	12.0	12.6	15.0	15.4	14.0	14.2	
9.4	10.4	11.0	11.2	11.8	12.0	12.7	15.0	15.4	14.2	15.2	
9.4	10.4	11.0	11.2	11.8	12.0	12.8	15.0	15.4	14.2	14.2	
9.5	10.4	11.0	11.4	11.8	12.1	12.8	15.0	15.4	14.2	14.4	
9.6	10.4	11.0	11.4	12.0	12.2	12.8	15.0	15.4	14.4	16.0	
9.6	10.4	11.0	11.4	12.0	12.2	12.8	15.0	15.4	14.4		
9.8	10.4	11.0	11.4	12.0	12.2	12.8	15.0	15.4	14.4		
10.0	10.5	11.0	11.4	12.0	12.2	13.0	15.2	15.4	14.4		
10.0	10.5	11.0	11.5	12.0	12.2	13.0	15.2	15.8	14.6		
10.0	10.6	11.0	11.5	12.0	12.2	13.0	15.2	15.8	14.6		

[illegible]

[illegible]							
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
00	8	0	0	∞	4.0	0	0
8	9	4.6	4.4	5.6	3.0	6	4
9	10	16.6	10.5	7.0	7.0	18	11.8
10	11	32.0	31.4	10	1.0	3	[illegible]
11	12	45.5	46.7	4.0	0.0	13	5.5
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.0	1.0	4	5.5
[illegible]	14	67.4	59.2	3.0	2.0	28	[illegible]
14	15	18.0	15.4	2.0	5.0	15	11.6
[illegible]	[illegible]	[illegible]	6.7	5.0	4.0	1	5.1
17	18	1.0	4.6	4.0	[illegible]	0	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	0.2				

[illegible]

$$[illegible] = 7.7 \times 10^{-[illegible]} \left[[illegible] \right]$$

$$[illegible] = [illegible] \left[1 - \frac{[illegible]}{[illegible]} \times 10^{-[illegible]} \right]$$

On a [illegible] 541 observations sur une seule goutte d'huile : 151 valeurs de t pour $b = 0.00744$; 155 valeurs pour $b = 2 \times 0.00744$ et 54 valeurs pour $b = 5 \times 0.00744$. La comparaison entre les distributions observées et calculées pour ces trois cas est représentée sur les courbes 10 *a*, 10 *b* et 10 *c*. Les valeurs observées de u_0 étaient 0.792×10^{-5}, 0.846×10^{-5} et 0.725×10^{-5}. La fig. 2 en bas montre la comparaison de 541 valeurs de u observées et calculées ; les deux courbes irrégulières représentent deux groupements différents des mêmes valeurs de u.

Si dans l'équation ci-dessus, b est de $\frac{4}{3}\pi a^3 \rho$, u est la vitesse due à la pesanteur et par suite a et b

Tableau IV. — Goutte n° 8.

Température 20° C. — Pression 2.98

1re Partie.		[illegible]		[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
45.5	49.0	52.5	17.5	V = 0.01112
47.5	49.8	52.0	18.0	V = 0.01202
45.5	49.0	52.6	18.5	V = 0.02888
46.4	[illegible]	55.2	18.0	V = V moyen
46.4	47.0	55.2	18.4	= 0.01546
47.4	47.2	55.4		t = 7.52 × 10[illegible]
47.4	48.6	55.4		
47.4	48.4			

1re Partie.	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2.0	5.8	4.4	4.9	4.4	6.0	6.[illegible]	7.1	7.8	8.5	9.0	10.2	12.6	
2.4	5.8	4.4	5.0	4.4	6.0	6.4	7.1	7.8	8.5	9.0	10.5	12.8	
2.4	5.8	4.4	5.0	5.5	6.0	6.4	7.1	7.8	8.4	9.0	10.5	12.8	
2.8	5.8	4.4	5.0	5.6	6.0	6.6	7.2	7.8	8.4	9.0	10.5	15.0	
2.8	5.8	4.4	5.0	5.6	6.0	6.6	7.2	8.0	8.4	9.0	10.8	15.0	
2.8	5.8	4.4	5.0	5.6	6.0	6.6	7.2	8.0	8.4	9.1	10.8	15.0	
3.0	5.8	4.4	5.0	5.6	6.1	6.6	7.4	8.0	8.4	9.2	11.0	15.2	
3.0	4.0	4.4	5.0	5.7	6.1	6.6	7.4	8.0	8.4	9.2	11.0	15.2	
3.0	4.0	4.4	5.0	5.7	6.1	6.7	7.4	8.0	8.4	9.2	11.0	15.4	
3.0	4.0	4.4	5.0	5.7	6.2	6.7	7.4	8.0	8.4	9.2	11.0	15.6	
3.0	4.0	4.4	5.0	5.7	6.2	6.8	7.4	8.0	8.4	9.5	11.1	15.7	
3.0	4.0	4.4	5.1	[illegible]	6.2	6.8	7.4	8.0	8.4	9.4	11.2	15.8	
3.4	4.0	4.4	5.1	5.8	6.2	6.8	7.4	8.0	8.4	9.4	11.3	14.0	
3.4	4.0	4.4	5.1	5.8	6.2	6.8	7.4	8.0	8.5	9.4	11.4	14.0	
3.4	4.0	4.4	5.1	5.8	[illegible]	[illegible]	7.4	8.0	8.6	9.4	11.4	14.5	
3.4	4.0	4.4	5.1	[illegible]	[illegible]	6.8	7.4	8.0	8.6	9.5	11.4	14.6	
3.4	4.0	4.4	[illegible]	5.8	[illegible]	6.8	7.4	8.0	8.6	9.6	11.6	14.8	
3.4	4.0	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	6.8	7.4	8.0	8.6	9.6	11.6	15.1	
3.4	4.0	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	6.8	7.4	8.0	8.6	9.6	11.7	15.1	
3.4	4.0	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	6.8	7.4	8.0	8.6	9.8	11.7	15.2	
3.4	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.4	8.0	8.8	[illegible]	11.8	16.6	
3.4	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.4	8.1	8.8	9.8	11.8	16.6	
3.4	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	[illegible]	8.1	8.8	10.0	14.0	18.4	
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.4	8.2	[illegible]	10.0	12.0	19.4	
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.4	8.2	[illegible]	10.0	12.0	20.0	
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.4	8.2	[illegible]	10.0	14.4	21.8	
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	[illegible]	8.2	[illegible]	10.0	12.2	25.0	
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.8	8.2	[illegible]	10.1	14.4		
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.8	[illegible]	[illegible]	10.2	14.4		
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.8	[illegible]	[illegible]	10.3	14.4		
[illegible]	4.4	4.4	[illegible]	[illegible]	[illegible]	7.0	7.8	[illegible]	[illegible]	10.3	14.4		

[illegible] V = 0.00226 [illegible] 411

[illegible] t = [illegible] × 10[illegible] [illegible] = 2.05 × 10[illegible]

Tableau IV (Suite)

III. Exemple. Distribution de t				Distribution de x			
t_1	t	calc.	obs.	x_1	x_2	calc.	obs.
00	2	0.5	0.9	− 8	− 6	2	3.7
2	3	9.0	15.4	6	4	17	20.5
3	4	35.0	38.1	4	2	70	65.2
4	5	57.5	57.7	2	0	108	115.2
5	6	55.5	60.8	0	− 2	115	115.2
6	7	60.5	56.1	− 2	4	55	65.2
7	8	50.5	47.5	4	6	18	20.5
8	9	50.0	36.8	6	8	5	3.7
9	10	26.0	28.4				
10	11	15.5	21.5				
11	12	17.0	14.4				
12	13	12.5	10.7				
13	14	8.5	7.5				
14	15	4.0	5.5				
15	20	6.5	9.4				
20	∞	2.0	2.1				

peuvent être déterminés et ont pour valeur

$$\sigma = 0{,}904 \text{ et } \mu = 0{,}000181$$

$$a = 31{,}9 \times 10^{-6} \text{ et } B = 8{,}8 \times 10^{-5}$$

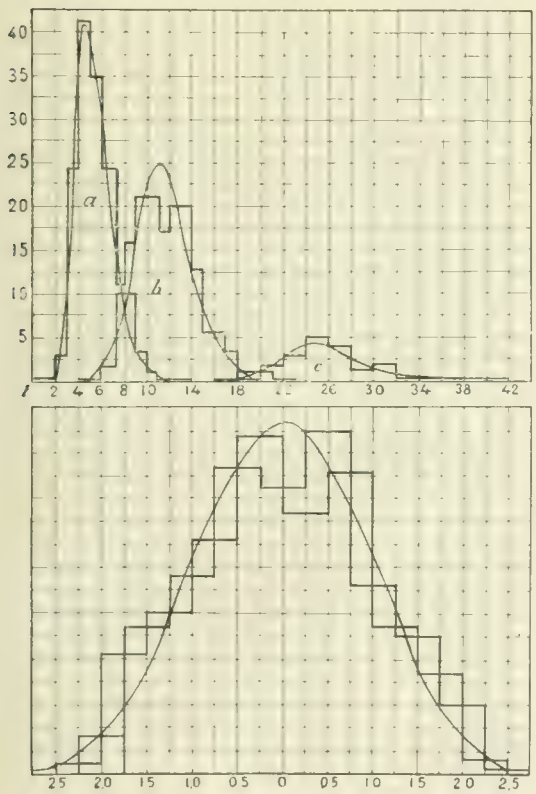


Fig. 2.

En substituant la moyenne des 3 valeurs de u_n et les valeurs de a et B dans (9) on obtient :

$$E = 6{,}40 \times 10^{-11}$$

et puisque

$$E = \frac{3RT}{2N}$$

on a

$$T = 296 \text{ et } R = 82{,}9 \times 10^{6}$$

$$N = 57{,}5 \times 10^{22}$$

On voit ainsi que la théorie du mouvement brownien telle qu'elle est développée dans la partie I explique complètement la variation des déplacements observés et les temps de chute, et fournit des moyens très précis pour déterminer les grandeurs moléculaires.

Détermination de la valeur de Ne pour l'ionisation gazeuse. — Le travail de Townsend et de Franck et Nestfall[1] sur la mobilité et les coefficients de diffusion est le seul qui ait justifié l'hypothèse que la valeur de Ne pour les ions gazeux est la même que dans l'électrolyse. Le fait que les distributions théoriques et observées et les valeurs moyennes absolues du déplacement, concordent, prouve que cette hypothèse est correcte. Pour montrer l'étroitesse de cet accord, (21) a été résolue par rapport à $\sqrt{Ne}$ et le tableau V donne le résultat obtenu pour chaque goutte.

Tableau V.

Goutte N	$u_m \times 10^{5}$	T	VV'	Volts	$\sqrt{Ne} \times 10^{-3}$	n
1	2.83	294	0.05056	334.5	1.68	125
2	2.565	294	0.01118	107.5	1.67	156
3	0.990	295	0.1110	657	1.645	521
4	1.061	294	0.01041	485.5	1.695	202
5	1.162	295	0.00868	518	1.75	171
6	1.256	295	0.0257	858	1.65	200
7	1.278	295	0.0201	628	1.66	84
8	1.950	295	0.155	162.7	1.785	411
9	2.45	295	0.0580	555	1.65	85

Si on attribue aux résultats des coefficients proportionnels aux nombres des observations mentionnés dans la dernière colonne du tableau ci-dessus, *on obtient pour la valeur moyenne ainsi calculée, qui représente la moyenne de 1755 valeurs de n*

$$\sqrt{Ne} = 1{,}698 \times 10^{7}$$

ou

$$Ne = 2{,}88 \times 10^{14}$$

La valeur de Ne obtenue en déposant de l'argent sous l'influence d'un courant électrique et exprimée en unités électrostatiques est

$$2{,}896 \times 10^{14}$$

1. Pour la discussion de leurs résultats voir Millikan et Fletcher, *Phil. Mag.*, juin 1910.

Si on substitue [illegible] la valeur de N obtenue au paragraphe 4, dans la valeur de Ne on a :

$$e = 4{,}81 \times 10^{-10}$$

qui est [illegible] de 2 pour 100 la valeur obtenue par Millikan. Il faut remarquer que à la fois N et Ne *ont été déterminés par la méthode exposée ci-dessus, en partant des mêmes séries d'expériences et non pas en utilisant des types d'expériences entièrement différents comme moyens, chaque fois, et c'est une preuve directe que la valeur de la charge élémentaire sur une goutte d'huile qui a reçu un ion par chaque contact de l'air, est la même que la charge de l'ion argent dans l'électrolyse.*

Conclusions.

On a montré que l'agitation continuelle d'une petite particule suspendue dans un gaz, connue sous le nom de mouvement brownien, est entièrement expliquée par la théorie cinétique des gaz, à la fois qualitativement et quantitativement et que la valeur de Ne obtenue pour les ions gazeux est la même que celle de l'électrolyse.

Pour ce travail, je suis très reconnaissant envers le professeur R. A. Millikan qui m'a aidé pour poser les données sur lesquelles il repose, et sous la direction duquel j'ai exécuté ce travail, et aussi envers le professeur A. C. Sunn pour l'aide qu'il m'a apportée et ses bienveillantes critiques concernant la première partie de ce mémoire.

(Mémoire reçu le 30 août 1911.)

Sur la production d'un rayonnement Rontgen caractéristique[1]

Par R. WHIDDINGTON

[illegible]

Introduction. — On sait que beaucoup de corps [illegible] rayonnement secondaire [illegible] rayonnement Rontgen secondaire d'un type différent [illegible] du rayonnement primaire incident. Ce rayonnement secondaire a été généralement appelé caractéristique. Lorsque le rayonnement Rontgen est [illegible] dans cette note le mot de rayonnement caractéristique.

Le caractère [illegible] d'un rayonnement caractéristique [illegible] de son individualité [illegible] ne [illegible] que lorsque le rayonnement primaire possède [illegible] que le rayonnement caractéristique lui-même.

Le présent travail a été entrepris dans le but de déterminer cette qualité du rayonnement primaire exprimée en fonction de la vitesse des rayons cathodiques à l'intérieur du tube Rontgen, [illegible] pour [illegible] pour produire le rayonnement caractéristique.

La méthode employée brièvement exposée, est la suivante :

[illegible] rayons cathodiques [illegible] rayonnement Rontgen [illegible] produits sur un deuxième radiateur. Comme on pouvait s'y attendre, le radiateur secondaire n'émettait pas de rayonnement secondaire appréciable tant que la vitesse des rayons cathodiques à l'intérieur du tube ne dépassait pas une certaine valeur critique, cette valeur dépendant d'ailleurs de la nature du radiateur.

On a déterminé avec quelque précision les vitesses critiques pour les radiateurs de Cr, Fe, Ni, Cu, Zn, Se ; celle relative à l'Al a été donnée dans une note non encore publiée[1] et a pour valeur $2{,}1 \times 10^{10}$ cm/sec.

Appareil. — L'appareil est représenté par la figure 1.

Un faisceau parallèle de rayons cathodiques est dirigé de la cathode C au travers du tube L dans un cylindre de laiton vide d'air, muni de quatre tubes situés dans la même section droite et rectangulaires, deux à deux. Sur ce cylindre est enroulé extérieurement un solénoïde [illegible] fil de cuivre destiné à produire, au moyen d'un courant, un champ magnétique uniforme suivant l'axe du cylindre. Dans ces conditions, le faisceau homogène de rayons cathodiques [illegible] un spectre [illegible] rayons parcourant des arcs de cercle dont les centres sont situés sur la droite MN

(Mémoire reçu le [illegible] 1911.)

De cette façon, à un courant déterminé dans l'ampèremètre correspondent seulement des rayons de vitesse connue, traversant le tube A et tombant sur l'anticathode V.

En convertissant le tube contenant V en un cylindre de Faraday relié à la terre à travers un galvanomètre G, on connaît aussi le courant cathodique qui tombe sur V.

Les rayons Röntgen traversent la feuille d'aluminium

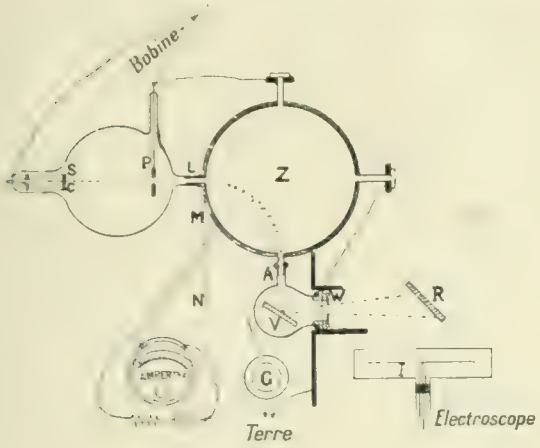


Fig. 1.

mince W et tombent sur le radiateur secondaire R. On mesure le rayonnement émis par R, dans une chambre d'ionisation, à la façon ordinaire.

Il est nécessaire d'attirer l'attention sur un dispositif que j'ai employé pour modifier la vitesse des rayons cathodiques émis par C, sans avoir recours à la méthode habituelle qui consiste à faire varier la pression du gaz.

Winkelmann[1], dès 1900, a montré qu'à une pression déterminée, le tube à rayons cathodiques était d'autant plus dur qu'il était plus petit. Le dispositif représenté sur la figure 1 diminue la grandeur effective du tube, sans faire subir de modifications à la construction du tube lui-même. Le tube S, déplacé au moyen d'un aimant, détermine par sa position (à une pression déterminée quelconque), la vitesse des rayons cathodiques émis par C. En écartant S, on durcit le tube, une relation linéaire existant entre la quantité dont on a tiré le tube et le potentiel auquel l'ampoule fonctionne. Cette relation linéaire n'a lieu cependant que dans un intervalle limité; le dispositif a été appliqué à d'autres tubes focus ordinaires et convient très bien comme dispositif de contrôle de la dureté des rayons.

Résultats expérimentaux. — Dans toutes les expériences actuelles on s'est servi d'une anticathode en argent.

Les premières expériences ont eu pour but de rechercher la relation entre le rayonnement primaire Röntgen, la vitesse et le nombre des rayons cathodiques qui lui donnent naissance.

On a obtenu les deux résultats suivants :

1° L'énergie du rayon Röntgen, possédant une vitesse déterminée quelconque, est proportionnelle à la valeur du courant de rayons cathodiques, c'est-à-dire que si E représente l'énergie des rayons Röntgen émis par n particules cathodiques, $m\,n$ E représentera l'énergie émise par m particules.

2° L'énergie émise par une particule cathodique est proportionnelle à la quatrième puissance de sa vitesse[1].

Le premier résultat n'est pas surprenant, tandis que le second est intéressant, puisque l'énergie des rayons cathodiques eux-mêmes ne dépend que du carré de leur vitesse.

Voici maintenant les résultats obtenus avec les radiateurs secondaires.

La courbe de la figure 2 montre la relation existant entre E_s, énergie des rayons secondaires émis par R

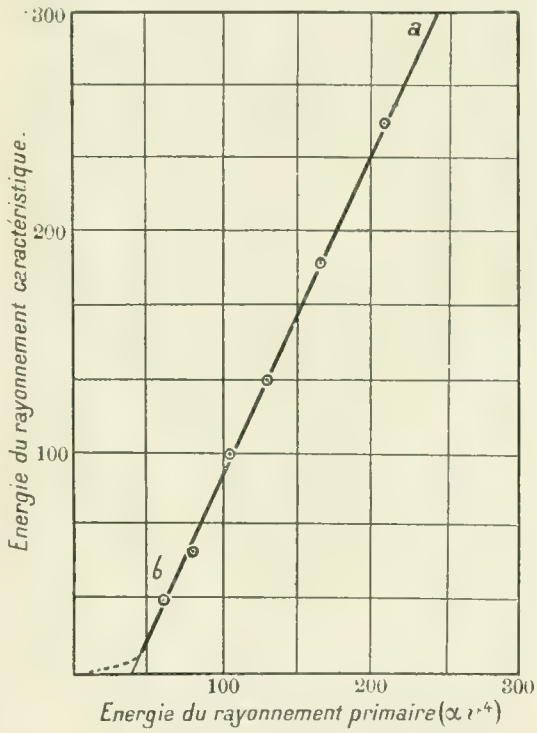


Fig. 2.

et l'énergie (proportionnelle à V^4) des rayons primaires qui le frappent. Il est clair qu'il existe une relation linéaire entre les énergies primaire et secondaire. Le point où la ligne AB (la courbe est relative à un radiateur de Cr) coupe l'axe des x donne approxima-

1. Winkelmann, *Ann. d. Phys.*, 4, 1900, 757.

1. Résultat obtenu d'après des considérations théoriques par Sir J. J. Thomson, dans une note « sur l'origine électrique du rayonnement des corps chauds », *Phil. Mag.*, Août 1907.

[illegible] la masse critique dont on a parlé au commencement de cette note.

La colonne suivante donne les résultats obtenus avec sept radiateurs, y compris l'Al. Pour des raisons qu'on pourra voir ci-dessus développées ici, la valeur 2,1 × 10⁻¹⁰ masse [illegible] précédemment pour Al a été portée à 2,8 × 10⁻¹⁰ masse [illegible] pour mettre l'Al en ligne avec les autres radiateurs du tableau. Cette correction est nécessaire parce que l'Al ne satisfait pas [illegible] à la loi de Stokes comme cela a lieu pour les autres radiateurs.

Radiateur	Potentiel	[illegible]	[illegible]	Poids atomique
Al	9000	2,8	350	27
Cr. . . .	7500	3,10	178	52
Fe. . . .	8000	3,70	88,5	56
Ni. . . .	10000	4,10	59,1	59
Cu . . .	10000	4,18	47,7	63
Zn	11000	4,24	70,4	65
Se . .	11000	7,24	18,9	79

La colonne 2 donne le potentiel en volts nécessaire [illegible] pour faire à régime N, rendu à une source constante de potentiel, devrait fonctionner pour produire la radiation caractéristique de l'élément placé sur la cible [illegible] dans la colonne 1. La colonne 3 donne les masses critiques correspondantes des tubes cathodiques. La colonne 4 donne les coefficients d'absorption dans l'Al des rayonnements caractéristiques considérés. La colonne 5 donne le poids atomique approximatif des radiateurs.

Il est clair que pour le cycle des expériences présentées dans le tableau, la masse critique est proportionnelle au poids atomique du radiateur.

[illegible]

REVUE DES LIVRES

Ueber erdmagnetische Ablenkungs beobachtungen (Sur les observations de déflexion dans l'étude du magnétisme terrestre) par **Leyst (E.)** [illegible] Mai 1910.

[illegible] Ces observations [illegible] Il faudrait que [illegible] Il [illegible] Cette [illegible] Il [illegible] Ces [illegible]

[illegible]

souvent dans les traités classiques des erreurs d'impression ou de calcul. Parfois, part l'omission de termes d'ordre élevé n'est pas toujours légitime. Mais la principale cause d'erreur résulte de l'influence de la distribution du magnétisme. La détermination précise de la distance des pôles différentes à l'aiguille présente des difficultés considérables. L'auteur préconise l'emploi des aimants cylindriques creux à petites masses, car la distribution du magnétisme y paraît [illegible] à [illegible].

L. Wertenstein.

Bulletin de l'Observatoire de l'Ebre. Fascicules de janvier, février, mars, avril, mai 1910.

Nous nous [illegible] précédemment [illegible] les quatre Mémoires publiés par l'Observatoire de l'Ebre depuis sa [illegible]. Après l'année 1910 commence la publication régulière d'un bulletin mensuel contenant toutes les observations faites à l'Observatoire. Chaque bulletin, du même format que celui adopté pour les Mémoires, contient environ 20 pages et 5 graphiques placés sous forme de tableaux à la fin de chaque bulletin. Toutefois le bulletin de janvier contient un avant-propos rappelant quelques points intéressants des mémoires précédents, et une introduction commentant pour chaque branche d'étude les méthodes suivies, les appareils employés, les conditions des mesures, la nomenclature et les abréviations adoptées dans les tableaux des observations et les graphiques, qui constituent la seconde partie du bulletin. Les 5 divisions, météorologique, magnétique, géophysique, répondent aux [illegible] faites à l'Observatoire. Les tableaux joints à chaque bulletin comportent pour chaque décade du mois les graphiques des différents phénomènes étudiés dans chacune de ces parties ; on a apporté un soin constant à ce que le lecteur puisse consulter aisément les tableaux d'observations ; c'est ainsi que dans chaque bulletin on a rappelé les détails dont l'oubli rendrait la lecture sans profit. Ces bulletins sont une importante contribution à la Science, et nous ne saurions trop admirer la direction qui a présidé à cette organisation.

Gaston Danne.

Recherches sur la polarisation rotatoire. — **Darmois E.** [illegible] 154 p., Gauthier-Villars, Paris, 1910, 5 fr.).

Ces recherches ont été entreprises dans le but de vérifier la loi de Wiedemann, suivant laquelle il existe une proportionalité entre la polarisation rotatoire naturelle et magnétique.

Divers carbures actifs ont été étudiés. L'auteur a pu montrer, que, lorsqu'il s'agit de carbures bien définis, la loi de Wiedemann est bien [illegible]. Mais, dans l'ultraviolet la dispersion naturelle est souvent anormale, tandis que la dispersion magnétique reste normale.

Au cours de ces recherches, l'auteur a établi une méthode nouvelle et intéressante de l'analyse de substances actives, basée sur l'examen de leur loi de dispersion rotatoire. En effet, d'après la loi de Biot, la dispersion rotatoire est caractéristique pour un carbure défini, [illegible] pour un mélange de deux carbures, tandis que le pouvoir rotatoire dépend de la proportion des deux constituants. Par l'application de la loi des mélanges, on pourra déterminer d'après l'aspect des courbes de dispersion rotatoire d'une substance composée si cette substance renferme deux ou plus de deux corps actifs ou non [illegible] sur mélanges de deux constituants [illegible] dans le cas de deux constituants on peut déterminer la proportion, la [illegible] possédant un [illegible].

L. Wertenstein.

[illegible]

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur quelques effets chimiques des rayons du radium[1]

Par S. C. LIND

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.

On sait que beaucoup de réactions chimiques qui nécessitent l'application d'une énergie extérieure, température élevée ou autres conditions spéciales, ont lieu directement sous l'influence du rayonnement du radium. Comme exemples, on peut citer la décomposition de l'eau, la combinaison de l'oxygène et de l'hydrogène ou de l'oxygène et de l'azote, et la formation de l'ozone à partir de l'oxygène. D'autres exemples de réactions ont été mentionnés par Mme Curie (*Radioactivité*, chap. X, p. 156). La plupart des observations ont été faites uniquement au point de vue qualitatif et on ne connaît que peu de chose relativement à l'ordre de grandeur de ces réactions, ou aux relations de l'énergie totale radioactive et de l'énergie transformée en énergie chimique. Il semble certain qu'on puisse poser en principe général que les conditions les plus favorables à une réaction chimique sont celles d'un système capable d'absorber rapidement le rayonnement et la présence d'un tel rayonnement absorbé rapidement. Les résultats exposés dans le présent travail sont en complet accord avec ce principe, l'action étant plus grande pour une phase liquide que pour une phase gazeuse et beaucoup plus grande pour les rayons α que pour les rayons β ou γ. Toutefois, il semble aussi probable que l'effet a un caractère particulier à certaines réactions. C'est ainsi que l'action sur l'hydrogène et le brome, étudiée dans ce travail, est d'un ordre de grandeur infiniment plus faible que celle sur l'hydrogène et le chlore, comme l'ont montré Jorissen et Ringer (*Ber. Chem. Ges.*, 1906) alors que le facteur d'absorption seul favoriserait la réaction avec le brome. Cela n'est pas surprenant si l'on se souvient de la différence de l'effet de la lumière sur les deux mêmes réactions; mais en ce qui concerne l'effet additionnel de la température, on a trouvé une différence importante qui sera discutée dans le paragraphe 5.

Si on rapproche l'observation de Jorissen et Ringer relative à la formation de HCl à partir de ses constituants, de la décomposition observée par Ramsay et Cameron (*Proc. Chem. Soc.*, 1907) de HCl en ses éléments par l'émanation, il semble probable que sous l'influence du rayonnement du radium un changement d'équilibre dans la direction $2HCl \rightarrow H^2 + Cl^2$ doive avoir lieu d'une façon analogue au fait très remarquable découvert et étudié par Coehn et Becker (*Zeitschr. f. Elektroch.*, 13-545) pour l'équilibre $2SO^2 + O^2 \rightleftarrows 2SO^3$, sous l'action de la lumière ultraviolette. Il y a beaucoup de difficultés pratiques à travailler avec la réaction hydrogène-chlore, sa sensibilité à la lumière et aux influences catalytiques, par exemple. C'est pourquoi a-t-il paru meilleur de choisir la réaction chimique analogue entre le brome et l'hydrogène que Bodenstein et Lind (*Zeitschr. phys. Chem.*, 49-61) ont montré être une réaction extraordinairement exempte de perturbations catalytiques et s'effectuant sous l'influence de la chaleur avec une vitesse se reproduisant d'une façon remarquable. Comme préliminaires à l'étude d'un tel équilibre on a recherché l'influence du rayonnement (émanation aussi bien que rayons β et γ) sur la décomposition du gaz HBr et formation de ce gaz à partir des éléments : cette étude est décrite dans le chapitre suivant. Il faut remarquer avant tout que les effets sont si faibles que, même en présence d'émanation, il faut deux semaines pour produire des changements du même ordre que ceux obtenus en 15 minutes par Jorissen et Ringer pour le chlore et l'hydrogène (expérience dans laquelle on n'utilisait les rayons β et γ que de 5 mgr de radium). A noter aussi que les rayons β et γ de 200 mgr de $RaCl^2$ n'ont pas réussi à produire en plus d'un mois des effets mesurables. Par suite on a dû abandonner, comme on le verra plus loin, l'étude plus approfondie de cet équilibre et on a dirigé l'attention sur l'effet de l'émanation sur la décomposition du liquide HBr et aussi de solutions aqueuses de KI où des effets mesurables sont obtenus en quelques jours.

1. — Rayons pénétrants sur HBr gazeux. — On introduisait une petite ampoule scellée remplie d'une quantité connue de brome liquide dans chacun des tubes d'une série de tubes de verre de volume connu (environ 25 cm³) de diamètre d'environ 18 mm et de 0,5 mm d'épaisseur, muni à chaque extrémité d'un tube abducteur capillaire. Le rapport du brome au

[1] Mémoire communiqué par l'auteur.

volume était le même dans tous les tubes et tel que chaque tube contenait 1,5 d'atmosphère de brome. Les tubes étaient reliés en mastiquant les capillaires l'un à l'autre et en les remplissant d'hydrogène pur en excès de 2 à 5 pour cent sur le brome, et finalement en les fermant séparément. Après avoir brisé par une secousse l'ampoule intérieure contenant le brome, on chauffait les tubes pendant 2 ou 3 minutes dans un bain de vapeur de soufre (444°) jusqu'à ce que la combinaison fût complète, une légère coloration du brome demeurant seulement. On choisissait deux tubes de transparence identique, autant qu'on pouvait en juger; l'un deux était conservé comme tube de comparaison et l'autre était placé à la température ordinaire en contact avec 200 mgr. de $RaCl^2$ contenu dans un tube de verre mince (0,5mm) et dans une boîte en aluminium (0,5 mm). Après 57 jours on n'observait aucun changement appréciable dans la transparence du tube comparée au tube qui n'avait pas été soumis à cette action. On a trouvé par des dosages chimiques du brome libre dans des tubes identiques que la sensibilité de la méthode était de 0,1 à 0,25 pour 100 de la quantité totale du gaz présent. On peut résumer les résultats de la façon suivante : la radiation de 200 mgr. de $RaCl^2$ agissant sur 2,5 d'atmosphère de gaz HBr, à travers 1,0 mm de verre et 0,5 mm d'aluminium ne produit pas en 57 jours, une décomposition décelable par la méthode volumétrique ordinaire (sensibilité 0,1 à 0,25 pour 100).

2. Rayons pénétrants sur 1,3 d'atmosphère d'hydrogène + 1,3 d'atmosphère de brome. On a rempli un tube et on l'a soumis à un traitement analogue à celui exposé au paragraphe 1, avec cette modification qu'on n'a pas chauffé dans le bain de vapeur de soufre. Après une exposition totale de 57 jours, on a ouvert le tube sous une solution d'iodure de potassium et par titrage au thiosulfate de soude, on a déterminé le brome libre restant : le poids primitif de brome était 0,0,7200 gr. Le brome libre après 57 jours correspond au poids de 0,0,715 gr. On voit que pour une exposition de 57 jours aux rayons β et γ dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 1, il n'y a pas de combinaison dans la limite des erreurs expérimentales (0,2 pour 100), malgré que le verre du tube au voisinage de la préparation fût [illegible] par le tube.

3. — Émanation sur 1,3 d'atmosphère d'hydrogène + 1,3 d'atmosphère de brome. [illegible] de 1 précédent dans des séries de tubes analogues à ceux décrits dans les paragraphes 1 et 2, contenant 1,3 d'atmosphère de brome, et mélangés à l'hydrogène et à l'émanation du radium, 1,3 d'atmosphère. [illegible] pour chaque tube 50 millimètres cubes [illegible] quantité d'émanation en équilibre avec 1 mgr de radium (émanation mesurée après introduction dans le tube par la méthode des rayons γ). On scellait les tubes séparément, puis après rupture de l'ampoule on les maintenait dans l'obscurité plusieurs jours. Le dosage chimique était fait de la même façon qu'il a été indiqué au paragraphe 2.

Après 5 jours, combinaison de 0,75 pour 100[1].

Après 14 jours, combinaison de 2,6 pour 100.

Quoique ce taux soit extrêmement faible en comparaison avec la réaction $H^2 - Cl^2$, il est néanmoins mesurable et relativement grand comparé à l'action du rayonnement pénétrant sur le système $H^2 - Br^2$.

4. — Émanation sur HBr gazeux et équilibre. — En utilisant une méthode tout à fait analogue à celle du paragraphe 1 pour les rayons β et γ, on a trouvé que la décomposition de HBr par l'émanation en équilibre avec 1 mgr de radium par cm^3, est si faible qu'elle exige plusieurs semaines pour être appréciable. Il ne serait évidemment jamais possible d'atteindre un état d'équilibre dans le système $H^2 + Br^2 = 2\,HBr$, en partant d'une quantité déterminée d'émanation, parce que la décroissance de l'émanation est plus rapide que les vitesses des réactions chimiques. Il en résulte que l'étude de cette réaction à l'état gazeux a été abandonnée, à l'exception d'une expérience à température plus élevée, qui va être maintenant décrite.

5. — Combinaison de l'hydrogène et du brome à température plus élevée en présence d'émanation. — Comme on l'a vu au paragraphe 3, la combinaison de l'hydrogène et du brome à température ordinaire est activée très lentement par la présence de l'émanation (2,6 pour 100 en 14 jours). Afin de savoir si l'effet serait plus grand à température plus élevée dans l'obscurité, où la combinaison directe seule est déjà rapide, deux tubes en verre scellés, préparés suivant la méthode du paragraphe 4 et contenant chacun 1,3 d'atmosphère de brome et le second contenant en plus l'émanation de 25 mgr dans environ 25 cm^3, étaient chauffés pendant 30 minutes dans un bain de vapeur de diphenylamine (température = 305°). Le titrage après l'ouverture a donné les résultats suivants :

Tube sans émanation 26,5 pour 100 combinés en 30 minutes.

Tube avec émanation (25 mmgr.) 25,4 pour 100.

Ces deux résultats doivent être considérés comme identiques dans les limites de l'erreur de mesure de volumes de mélanges gazeux, et l'émanation ne paraît

1. [illegible]

pas avoir un effet plus grand à température élevée qu'à température ordinaire sur la réaction gazeuse et on peut dire qu'elle est sans influence sur la combinaison rapide des deux gaz. Il ne faut pas oublier de noter aussi la différence de l'action de la lumière qui, à la température ordinaire, ne produit pas la combinaison de l'hydrogène et du brome; mais à 250° la réaction à une distance de 4 à 5 cm d'une lampe à arc est 12 fois plus rapide que dans l'obscurité à la même température (d'après des expériences récentes non publiées de l'auteur).

6. — Action de l'émanation sur HBr liquide. N'ayant pas réussi à produire une décomposition mesurable de HBr gazeux dans un espace de temps convenable, on a entrepris des expériences en vue d'étudier l'action sur l'anhydride liquide HBr. Des vapeurs d'acide bromhydrique fumant étaient conduites sur de l'anhydride phosphorique pour enlever l'humidité et sur du mercure pour retenir les traces de brome libre, puis condensées au moyen d'air liquide dans un tube de verre capillaire à parois épaisses, ayant 5 mm de diamètre intérieur et 1 cm³ environ pour volume. On a rempli deux tubes identiques et dans l'un deux (*b*) on introduisait l'émanation en équilibre avec 10 mgr de radium : on les fermait tous deux à la lampe, pendant qu'ils étaient encore dans l'air liquide : on ne laissait dans le tube contenant l'émanation qu'aussi peu de gaz que possible afin d'avoir le plus d'émanation possible en solution.

a. Le tube exempt d'émanation contenait en poids 0,7248 gr de HBr. Après un séjour de 14 jours dans l'obscurité, le liquide avait pris une teinte jaune pâle due à une petite quantité de brome libre. Après ouverture du tube, le titrage accusait :

HBr restant	0,7251
Brome libre	0,0020
Total	0,7251

On voit par ce résultat non seulement la faible décomposition en l'absence d'émanation, mais la comparaison du poids total déterminé chimiquement et du poids primitif montre que HBr était réellement anhydre et pur.

b. Le tube contenant l'émanation prenait graduellement une couleur plus foncée jusqu'à un rouge déterminé. Après 14 jours on l'a ouvert et mesuré. De 1,4029 gr de HBr, 0,0567 gr de Br était libéré, valeur qui, une fois corrigée, correspond à une décomposition de 0,0528 gr, due à l'émanation.

7. — Rapport de l'énergie totale à l'énergie transformée en énergie chimique. — L'expérience qui vient d'être décrite sur la décomposition de HBr liquide par l'émanation fournit des données convenables pour l'examen des relations d'énergie. Puisque le système ne contenait qu'une seule substance ne se décomposant que d'une seule manière et pour laquelle la chaleur de réaction est bien connue, et puisque l'émanation était pratiquement dans le liquide où l'absorption des rayons α était certainement complète, on peut faire le calcul suivant. L'action totale de l'émanation en équilibre avec 10 mgr de radium pendant 14 jours est à peu près exactement 100 calories (108 calories par heure pour le radium. V. Duane, *Le Radium*, 8 (1911) 6). D'après la valeur de Thomsen pour l'effet calorifique de la réaction $H^2 + Br^2$ à 15°, on trouve que la chaleur nécessaire pour libérer 0,0528 gr de brome provenant de HBr est de 3,5 cal. Environ 3,5 pour 100 de l'énergie totale obtenue en s'appuyant sur l'effet calorifique est transformée chimiquement dans cette réaction. Cette valeur est entre la valeur de 1 pour 100 estimée par Mme Curie pour la fraction d'énergie absorbée et transformée chimiquement dans la décomposition de l'eau par les rayons pénétrants de radium et aussi entre la valeur de 17 pour 100 estimée par Mme Curie d'après les résultats de Ramsay sur la décomposition de l'eau par l'émanation. *Radioactivité*, II, 251).

8. — Action chimique du rayonnement sur les solutions aqueuses. — Quelques expériences ont été faites aussi sur la décomposition des solutions aqueuses d'acide bromhydrique et d'iodure de potassium par l'émanation et par les rayons pénétrants : les expériences ne doivent pas être considérées au point de vue de mesures de vitesses d'après les considérations physico-chimiques, mais plutôt comme une détermination de l'ordre de grandeur et une étude de l'influence générale de la concentration et de la présence de l'acide. Dans tous les cas on a trouvé qu'il était nécessaire de chasser avec grand soin l'oxygène et la lumière, les perturbations correspondantes étant plus grandes dans le cas de l'acide que des solutions neutres. La méthode générale consistait à relier une série de tubes de verre à paroi mince (0,5 mm) d'environ 5 cm³ de capacité, au moyen de tubes capillaires, à vider le tout et à fermer chacun séparément. Le remplissage se faisait très simplement en brisant le capillaire sous une solution fraîchement bouillie, laissant le tube se remplir, fermant à nouveau en ne ménageant qu'un petit espace de gaz (1 à 5 pour 100 du volume total). L'introduction de l'émanation était faite en amenant dans l'un des tubes la quantité nécessaire d'émanation enfermée dans un petit tube de verre qui était brisé par secousse après l'évacuation. C'est seulement en procédant de cette façon que les tubes témoins ne manifestaient en l'absence de rayonnement aucune décomposition.

En ce qui concerne les résultats relatifs à l'acide bromhydrique en solution aqueuse, on a trouvé une décomposition très rapide par l'émanation, d'un ordre

[illegible] que ceux obtenus pour les solutions de KI [illegible] plus loin. [illegible] sans doute du [illegible] la couleur [illegible] les résultats [illegible] ne seront pas mentionnés [illegible] Les résultats relatifs à KI sont résumés dans le tableau suivant [illegible]

[illegible] aux concentrations. Cela peut apporter une contribution intéressante au mécanisme de la réaction. Si la réaction était entièrement secondaire et provenant de H_2O_2 formée par l'eau, le taux de décomposition serait à peu près indépendant de la concentration avec une légère prédominance pour les solutions plus diluées. D'autre part, si la réaction était exclusivement une décomposition directe du sel,

[illegible]

Pour cent approx.	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
		A. [illegible]			
10 %	0,84 N	0	[illegible]	[illegible]	0
[illegible]	[illegible] N	0	[illegible]	id.	0
[illegible]	1,68 N	0	[illegible]	id.	0
[illegible]	2,48 N H_2SO_4				
		[illegible]			
10 %	0,84 N	[illegible]	25 [illegible]	[illegible]	[illegible]
40 %	[illegible] N	[illegible]	id.	[illegible]	0,5 mgr
20 %	1,68 N	id.	[illegible]	[illegible]	0,6 mgr
[illegible]	2,48 N H_2SO_4				
		C. [illegible]			
[illegible]	0,84 N	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2,4 mgr
[illegible]	[illegible] N	id.	id.	[illegible]	[illegible] mgr
[illegible]	1,68 N	[illegible]	[illegible]	[illegible]	10,7 mgr
[illegible]	2,48 N H_2SO_4				

[illegible]

[illegible] la réaction est considérablement plus rapide dans [illegible] KI [illegible] attendre, cela fournirait une raison de plus pour la [illegible]

[illegible] on pourrait s'attendre à ce qu'elle ait lieu approximativement proportionnellement aux concentrations relatives, puisqu'on a affaire à un système homogène où la concentration en sel peut être regardée comme étant constante. Si les deux ont lieu simultanément, on peut s'attendre à trouver une valeur entre les deux, comme c'est actuellement le cas. Il semblerait à peine justifié de calculer sans données plus complètes la décomposition relative à chaque source, mais il n'est pas impossible de voir si ce point de vue est correct ; on doit s'attendre, avec des concentrations décroissantes à atteindre un point où de nouvelles dilutions dans des limites raisonnables ne produisent aucun changement dans le taux de décomposition, la réaction étant alors uniquement secondaire.

C'est un devoir agréable d'exprimer mes remerciements à Mme Curie pour le bienveillant accueil qui m'a été fait dans son laboratoire, et à MM. Debierne et Duane pour l'intérêt et l'aide qu'ils m'ont apportés au cours de ce travail.

[illegible] 1911.

L'ionisation des carbures d'hydrogène liquides[1]

Par Tcheslas BIALOBJESKI

Laboratoire de physique de l'Université de Kiew

1 Introduction. Les carbures d'hydrogène, dont nous nous occuperons dans ce mémoire, rentrent dans la catégorie des conducteurs les plus mauvais de l'électricité. Il sera utile, au commencement, de se faire une idée de l'ordre de grandeur de la conductibilité en question.

Prenons comme mesure de la conductibilité l'inverse de la résistance exprimée en ohms d'un centimètre cube de la substance étudiée. Une eau bien purifiée aura alors une conductibilité égale à 10^{-6}; F. Kolbrausch et Heydweiller, par des procédés exceptionnels, ont obtenu de l'eau dont la conductibilité était de 4.10^{-8}.

Or les liquides, qui se prêtent aux recherches sur l'ionisation, doivent posséder une conductibilité inférieure à $10^{-[illegible]}$.

Rappelons que la même grandeur pour le cuivre s'exprime sensiblement par le nombre 10^{6}.

Nous parlons, bien entendu, de la conductibilité spontanée, c'est-à-dire de celle que la substance considérée possède en dehors de toutes influences susceptibles de l'augmenter. Cependant à l'heure actuelle l'existence même de cette conductibilité minime paraît douteuse.

Il suffit pour s'en convaincre de rappeler l'influence énorme produite par des traces d'impuretés sur la conductibilité spontanée des diélectriques liquides.

En poussant plus loin l'épuration d'un liquide, on réduit toujours infailliblement sa conductibilité.

En 1909, M. C. Jaffé, dans un travail intéressant, essaya de trancher cette question[2]. Il étudiait la conductibilité spontanée de l'hexane. A l'aide de distillations répétées suivies du passage prolongé d'un courant de haute tension, qui purifie le liquide, il avait atteint, paraît-il, la limite de conductibilité. L'examen de son caractère lui apprit qu'elle devait être attribuée en grande partie au rayonnement ionisant qui existe toujours dans l'atmosphère. En effet, lorsqu'on entoure d'une épaisse enveloppe de plomb le vase contenant l'hexane, sa conductibilité se trouve fortement réduite.

On est amené ainsi à l'analogie complète entre un liquide diélectrique d'une part et un gaz de l'autre : on sait que la conductibilité de l'air, par exemple, est due dans des conditions normales à la présence d'une faible quantité d'ions : leur source principale est la radioactivité du sol et de l'atmosphère. Dans cet ordre d'idées on ne doit attribuer à un diélectrique aucune conductibilité spontanée : le mouvement de l'électricité s'y fait par l'intermédiaire des ions produits par une cause extérieure. C'est cette conductibilité acquise que nous étudierons dès à présent.

La découverte de l'ionisation des liquides isolants par le rayonnement pénétrant du radium est due à P. Curie[1]. Tous les liquides sur lesquels portaient ses expériences ont montré l'accroissement de conductibilité, pourvu que leur conductibilité spontanée fût suffisamment faible. Il constata le manque de proportionnalité entre l'intensité du courant et la force électromotrice. Ensuite M. Jaffé a publié une série de travaux intéressants sur les diélectriques liquides. Il étudiait d'abord l'ionisation par les rayons γ de quatre substances, à savoir l'éther de pétrole, le benzène, le sulfure de carbone et le tétrachlorure de carbone[2]. Le courant d'ionisation i a pu être représenté par la formule suivante : $i = f(e) + ce$; où e est la force électromotrice et la fonction $f(e)$ tend vers une limite à mesure que e augmente. Donc le courant se compose de deux parties, dont l'une est analogue aux courants dans des gaz ionisés et l'autre suit la loi d'Ohm. Dans tous les travaux postérieurs, M. Jaffé travailla avec l'hexane soigneusement purifié.

Nous avons déjà parlé de l'un d'eux consacré à sa conductibilité spontanée.

En 1909, Cæcilia Bohm-Wendt et E. v. Schweidler ont déterminé la valeur approchée de la somme des mobilités des ions dans l'éther de pétrole et l'huile de vaseline soumis à l'action d'une forte préparation de radium[3]. Une détermination plus précise des mobilités a été faite par M. Jaffé, qui s'est servi dans ce but de la méthode de M. Langevin[4]. Il a trouvé que la mobilité de l'ion positif dans l'hexane est égale à $6{,}05 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm.} : \text{sec.}}{\text{volt} : \text{cm.}}$ et celle de l'ion négatif à $4{,}17 \cdot 10^{-4}$. M. Jaffé a pu aussi déterminer les coefficients de diffusion et de recombinaison; de ses expériences il conclut que la loi simple de recombinaison, analogue à la loi d'action de masse, n'était pas rigoureusement applicable à l'hexane ionisé.

Dans le courant de 1909 j'ai publié un travail sur l'ionisation de l'ozokérite au voisinage de son point de fusion[5].

1. Mémoire communiqué par l'auteur.
2. *Ann. d. Phys.*, **28** (1909) 526.

1. *C. R.*, **134** (1902) 420.
2. *Ann. d. Phys.*, **25** (1908) 227.
3. *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 526.
4. *Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 148.
5. *Le Radium*, **7** (1910).

En même temps, M. Gerlacher a démontré que les rayons α produisent une action ionisante sur les diélectriques liquides, quoique à un degré beaucoup plus faible que sur les gaz[1]. Il importe de remarquer ici que dans tous les travaux mentionnés, sauf celui de M. Gerlacher, les rayons α ne pénétraient pas dans le liquide et l'action était exercée surtout par les rayons β. Enfin tout récemment M. Jaffé a mis en évidence un faible effet photo-électrique dans l'hexane[2].

On voit bien que les mécanismes du courant dans des liquides diélectriques et des gaz se ressemblent beaucoup. Il y a cependant des différences marquées : on peut citer le fait que les rayons X ne produisent qu'un faible effet sur les liquides, tandis qu'ils sont les ionisateurs les plus puissants des gaz.

Il semble qu'en général la capacité des différents rayons d'ioniser les diélectriques croisse en même temps que leur pouvoir de pénétration. Enfin il y a lieu de croire que la nature du liquide doive jouer un rôle plus considérable que dans le cas des gaz.

2. Objet du travail. Purification des liquides étudiés. — Le but principal des expériences dont je vais exposer les résultats était de comparer les courants d'ionisation dans des liquides appartenant à un groupe chimique déterminé. Les carbures d'hydrogène saturés et non saturés se prêtent très bien à ce genre de recherches : dans une série homologue de ces carbures les propriétés physico-chimiques varient régulièrement lorsqu'on passe d'un constituant au suivant. Le point d'ébullition, par exemple, est d'autant plus élevé que la structure moléculaire du terme correspondant de la série est plus compliquée.

Il serait sans doute désirable d'opérer avec des corps déterminés au point de vue chimique. Mais l'isolement d'une série complète des homologues du méthane, par exemple, présente de sérieuses difficultés : les termes supérieurs surtout sont difficiles à obtenir. De plus, il fallait disposer de quantités assez considérables de substances.

Aussi me suis-je contenté de prendre pour mes [illegible] les produits de distillation du pétrole. Ils ont été divisés en fractions comprises dans des intervalles de température assez rapprochés.

On sait que, sous le nom de pétroles, sont désignés des mélanges de carbures d'hydrogène dont la constitution varie suivant les lieux d'origine. Les pétroles d'Amérique sont formés en majeure partie de carbures saturés C^nH^{2n+2}. Les pétroles russes de Bakou sont constitués par des carbures à noyau cyclique et répondent à la formule générale C^nH^{2n}. Dans plusieurs distillations successives à partir du carbure [illegible] pour le départ jusqu'à celui des produits communs du commerce à savoir, l'éther de pétrole, la ligroïne et le pétrole lampant. Les deux premières substances constituant la partie la plus volatile du pétrole américain : le pétrole lampant dont je me suis servi était d'origine russe. L'éther de pétrole, dans mes expériences, est divisé en trois fractions, dont les limites de température sont : 47°-52°, 52°-58°, 58°-70° ; la ligroïne — en trois fractions suivantes : 75-82, 82-90, 90-105, et le pétrole lampant — en deux fractions : 150°-200° et 200°-250°. J'ai fait aussi quelques mesures avec l'huile de vaseline : elle n'a pas été soumise à la distillation fractionnée.

La condition essentielle du succès dans des recherches sur l'ionisation des liquides est leur purification la plus parfaite. Les moindres traces d'impuretés, dont la présence ne peut plus être décelée par aucun réactif chimique, augmentent la conductibilité spontanée à un tel degré que l'action du rayonnement devient à peine perceptible. Cette circonstance rend assez pénible le travail avec des diélectriques liquides.

Je dois à l'aide amicale et assidue de M. Périer, chef des travaux au laboratoire de chimie, l'obtention des substances propres aux mesures. Je me permets d'exprimer ici à M. Périer mes plus vifs remerciements.

Je crois utile de consacrer quelques mots aux procédés de purification. L'éther de pétrole provenait de l'usine Merck (Darmstadt) et sa qualité était garantie. Aussi s'est-on borné à le débarrasser de traces d'eau en le tenant pendant deux jours sur le sodium. — Il importe de remarquer que l'eau semble produire une influence excessivement grande sur la conductibilité spontanée des diélectriques et sa présence doit être soigneusement évitée. — Il ne restera plus qu'à soumettre le liquide à plusieurs distillations et le diviser en fractions. — La ligroïne était traitée de la même manière, mais il fallait la laver préalablement à l'eau. L'épuration du pétrole lampant présenta des difficultés plus grandes parce que j'ai pris simplement un produit industriel. On a commencé par des procédés chimiques : le pétrole était traité successivement par l'acide sulfurique, l'eau et l'hydrate de sodium, puis on l'a lavé très complètement à l'eau. Enfin il était séché pendant plusieurs jours sur le sodium. La distillation en présence du sodium n'est pas convenable : il se produit une altération visible du liquide. Aussi la première distillation fractionnée était-elle faite sur le chlorure de calcium. A la suite on a eu recours à la distillation sous pression réduite (environ 20 mm de mercure). Cette précaution est nécessaire, parce que les carbures d'hydrogène de rang élevé se décomposent facilement sous l'action de la chaleur. Après cette série d'opérations le pétrole obtenu était à peu près exempt de conductibilité spontanée. L'huile de vaseline était simplement filtrée à travers un filtre chauffé par la vapeur d'eau pour accélérer l'opération.

Il est inutile d'ajouter que tous les récipients doi-

[1] [illegible]

[2] [illegible]

veut être nettoyés avec soin et à la fin rincés à l'éther de pétrole pur.

On sait que la conductibilité spontanée est réduite par l'action prolongée d'un champ électrique intense : le liquide se purifie électriquement. J'ai renoncé à ce moyen, parce qu'il est souvent difficile d'obtenir des résultats concordants aux champs faibles après une longue action des champs forts. Aussi n'ai-je fait les mesures définitives qu'avec des liquides dont la conductibilité spontanée était tout à fait insignifiante dès le commencement.

3. Description de l'appareil. — L'appareil dont je me suis servi est pareil à celui qui est décrit dans mon article précédent (*loc. cit.*) il est cependant plus approprié aux mesures précises, et je vais donner quelques indications sur sa construction. En principe c'est un condensateur plan, enfermé dans une boîte cylindrique reposant sur trois pieds munis de vis calantes. L'armature supérieure, qui

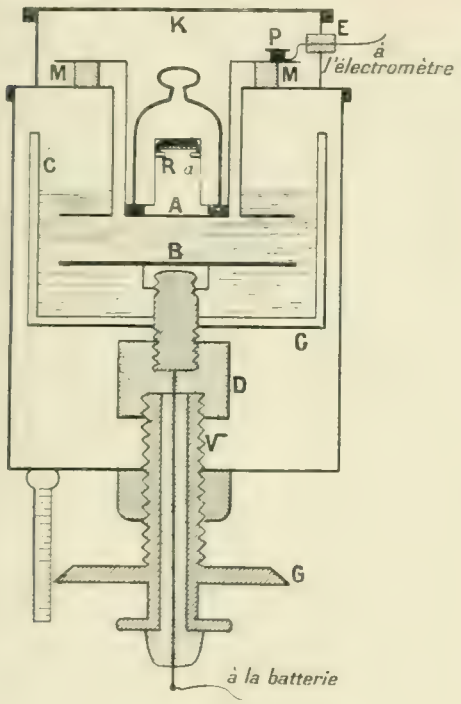


Fig. 1.

se charge pendant les mesures du courant, communique avec l'électromètre. Elle consiste (fig. 1) en un disque mince d'aluminium A (0,05 mm d'épaisseur) serré à l'aide d'une monture taraudée au bord d'un cylindre de laiton creux, entouré d'un cylindre de garde avec anneau ; celui-ci se trouve dans le plan du disque et constitue son anneau de garde. Le cylindre de garde est inséparable du couvercle, qui se visse sur la boîte enfermant le système. Au bord supérieur du cylindre intérieur est soudée une couronne reposant sur trois cales d'ambroide M qui l'isolent du couvercle. Toute cette partie de l'appareil est fermée par un couvercle K. On a ainsi une protection électrostatique complète. La communication avec l'électromètre est établie par un fil métallique fixé à la borne P et traversant le bouchon d'ébonite E.

Le liquide étudié remplit une cuvette de verre C, dont le fond est traversé par une tige métallique munie d'un pas de vis sur chacune de ses extrémités. L'extrémité supérieure supporte un disque de laiton B, qui constitue l'armature inférieure du condensateur. Par son extrémité inférieure la tige se visse dans un bouchon d'ébonite D, celui-ci se trouve fixé sur une vis micrométrique V qui traverse le fond de la boîte. Le long de son axe est percé un canal, par où passe un gros fil métallique, au moyen duquel on établit la communication de l'armature inférieure avec la batterie d'accumulateurs.

Ce fil est isolé de la vis par un cylindre d'ébonite. En tournant la vis, on soulève, on abaisse la cuvette et par conséquent la distance des deux armatures peut varier d'une façon continue. Un cercle gradué G et une échelle voisine, suivant le dispositif adopté dans le sphéromètre, permettent de compter les tours et fractions de tours. Sur le fond de la boîte je mettais du chlorure de calcium pour empêcher l'influence fâcheuse de l'humidité de l'air. Toutes les parties en laiton plongeant dans le liquide sont nickelées. L'appareil est facilement démontable : il a été construit d'une façon parfaite par M. Jouravsky.

Les courants d'ionisation ont été mesurés à l'aide d'un électromètre Moulin par la méthode de la vitesse de déviation.

A cause de l'importance relative des courants, une capacité convenable était ajoutée au système isolé. Le sel de radium, qui émettait le rayonnement ionisant, était placé à l'intérieur du cylindre relié à l'électromètre. Une épaisse enveloppe de plomb entourait la substance active pour canaliser les rayons et éviter la perte de charges due aux rayons obliques. Je disposais de deux préparations de radium, dont l'une contenait un demi-milligramme de bromure du radium et l'autre était environ quinze fois plus faible. Les rayons α ne pouvaient pas pénétrer dans le liquide, étant absorbés complètement par du mica, qui couvrait les préparations et le disque d'aluminium.

4. — Discussion des résultats. — Nous allons maintenant examiner les données fournies par l'expérience.

Dans le tableau I sont réunies les valeurs des courants d'ionisation pour toutes les fractions, à l'exception de la paraffine, correspondant à deux épaisseurs de la couche liquide entre les plateaux du condensateur, à savoir deux et huit millimètres. Les dif-

[illegible] de potentiel indiquées dans la première colonne [illegible] 4 et 86 4 volts. Les intensités des courants sont exprimées en 10^{-12} ampère. Leur direction est telle que l'armature communiquant avec l'électromètre reçoit des charges positives.

Tableau I.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	22	19	14,7	9,7	7,5	6,[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
8	40,1	34	25,8	18	15,5	12,[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
16	[illegible]	64	48,4	41	28	25,[illegible]	40,4	40	8,2	5,8	5,9	2,1
32	148	127	95,7	84	55,7	48	21,2	21,6	15,7	9,8	7,7	4,2
64	237	197	137	116	90	87,6	53,5	53,5	26,5	17,6	11,5	7,[illegible]
108	285	251	256	160	105	104	73	71,7	60	56	27	17
216	316	285	282	188	204	160	157	156	128	78	65	30
432	341	330	318	208	270	270	202	255	225	190	141	111
864	399	348	361	234	282	265	348	352	344	275	220	182

On voit, pour champs électriques faibles, les valeurs des courants diminuent rapidement à mesure que la température moyenne d'ébullition des liquides considérés devient plus élevée. Mais lorsqu'on passe aux champs forts, cette différence tend à disparaître.

En admettant qu'il existe seulement une sorte d'ions dans des liquides, nous pouvons écrire pour des champs faibles :

$$i = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}\, e\, (k_1 + k_2)\, A. \qquad (1)$$

où i désigne l'intensité du courant, q le nombre d'ions produits par seconde dans un centimètre cube du liquide, α le coefficient de recombinaison, e une charge élémentaire, A la section du faisceau des rayons [illegible] supposés parallèles, k_1 et k_2 les mobilités des ions de deux signes. L'emploi de cette formule est légitime, lorsque l'état stationnaire est déjà établi et le nombre d'ions créés par le radium petit par rapport à q. On suppose aussi que la répartition d'ions est uniforme.

L'intensité du courant de saturation I est donnée par l'équation $I = qeV$ (2), où V est le volume du diélectrique traversé par le courant.

Le tableau montre que l'intensité du courant dans un liquide est moins de la moitié pour le potentiel de 864 volts à la distance de 2 mm entre les armatures, du condensateur. Les valeurs de ces courants ne diffèrent pas beaucoup. Alors rien il semble que l'ionisation produite en masse y [illegible] que cette propriété ne saurait donc être considérée comme indépendante des propriétés des liquides.

Lorsqu'on passe aux champs différents, on voit que la [illegible] est différente. En comparant par exemple les courants qui correspondent à l'épaisseur de 8 mm et à la différence de potentiel de 16 volts, nous trouvons que leur rapport pour les fractions 47° — 52° et 200° — 250° est égal à 5.

On doit attribuer ces différences à ce que la mobilité des ions diminue en même temps que la température moyenne d'ébullition augmente. On en conclut aussi que le courant d'ionisation dans les carbures plus volatils atteint plus vite la saturation.

Il est possible de vérifier encore quelques conséquences de la théorie des ions.

L'intensité du courant d'ionisation est proportionnelle au nombre d'ions produits dans l'unité de temps. Donc, si nous prenons une préparation de radium moins active, le courant de saturation sera obtenu avec des champs plus faibles. C'est ce que montre le tableau II, où sont indiquées quelques valeurs des courants trouvées avec la substance active faible.

Tableau II

Volts	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
4	10	7,2	5,7	[illegible]	[illegible]	[illegible]
8	14,7	10,6	7,5	[illegible]	[illegible]	[illegible]
16	18,4	18	11	[illegible]	[illegible]	[illegible]
32	21,9	21	17,4	6,7	5,6	4
64	24	25,5	18,8	11	9,4	7,2
108	26	[illegible]	21,4	21	15,4	15
216	28,8	[illegible]	25	29,7	23	21,5
432	31	30,2	[illegible]	36	32	27,5
864	31	31,5	35	40	38	32

Le nombre q d'ions créés et, par conséquent, le courant de saturation sont proportionnels à la masse du radium contenue dans la préparation. D'autre part, l'équation (1) montre que, pour des champs faibles, l'intensité du courant doit être proportionnelle à la racine carrée de la masse du radium.

La comparaison des tableaux I et II fait voir que ces relations sont à peu près satisfaites. Les écarts qui subsistent peuvent être expliqués par ce fait que la loi d'Ohm, pour des fractions à température d'ébullition basse, cesse d'être applicable même aux potentiels faibles et aussi par le principe de saturation complète des courants, nous dirons quelques mots

plus tard de cette particularité. Examinons par exemple les nombres qui se rapportent à la première fraction de la ligroïne (75° - - 82°).

Pour 4 volts le rapport des courants d'ionisation obtenus avec deux substances actives était 5,8 ; pour 864 volts le même rapport s'est accru jusqu'à 10,8. De plus, conformément à l'allure du courant en fonction du champ, il serait plus exact de prendre comme courant de saturation, pour la préparation moins active, celui qui correspond à un champ plus faible. Alors le rapport qui nous intéresse deviendrait plus grand encore et voisin de la valeur théorique.

Il y a lieu ici d'indiquer les intensités des courants d'ionisation dans l'air (voir le tableau III).

Tableau III

Volts	2 mm.	8 mm.	8 mm. préparation faible
2	56,7	70,5	6,6
4	58,5	95	7,15
108	41	116	7,65

On voit que le rapport des courants saturés relatifs à deux préparations est égal à 15,1.

Regardons maintenant le tableau IV, où sont réunies les valeurs des courants pour quatre épaisseurs de la couche liquide (0,5 mm, 1 mm, 2 mm, 4 mm). Les fractions de l'éther de pétrole et de la ligroïne, qui y figurent, sont intermédiaires entre celles du tableau I. Le courant dans des couches minces de paraffine présente des irrégularités : aussi n'ai-je donné des nombres que pour deux épaisseurs de ce diélectrique.

avec l'épaisseur de la couche liquide; il est plus rigoureux de comparer les courants correspondant aux mêmes champs, puisqu'aux potentiels élevés on

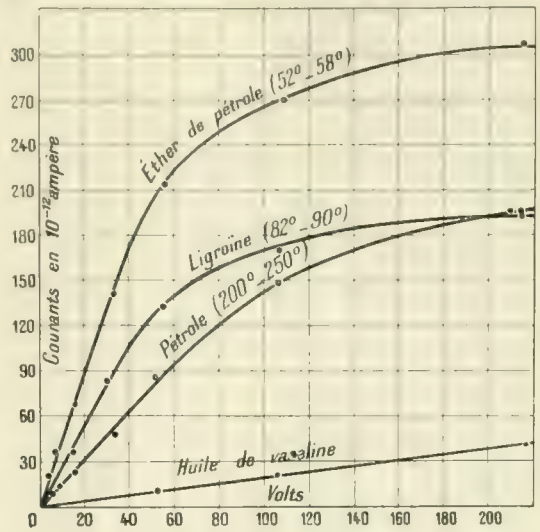


Fig. 2.

observe de nouveau dans des couches très minces un accroissement plus rapide du courant. En tout cas la proportionnalité entre le courant saturé et la distance des électrodes, qui est exigée par la formule (2), n'existe pas. La cause principale de ce désaccord est bien compréhensible. Les formules simples de la théorie supposent que l'ionisation est uniforme, c'est-à-dire que la densité des ions est la même dans toute l'épaisseur du liquide entre les plateaux du condensateur.

Cette condition n'est pas certainement réalisée.

Tableau IV

Volts	0,5 mm.			1 mm.				2 mm.				4 mm.		
	52° 58°	82° 90°	200° 250°	52° 58°	82°-90°	200° 250°	Huile de vaseline	52° 58°	82° 90°	200° 250°	Huile de vaseline	52°-58°	82° 90°	200° 250°
4	79	54	55,4	54,4	30,8	17	»	21	10	6,9	»	17	5,5	»
8	108	97	62	65	60,7	31,2	»	57,5	19	12,6	»	51	11	5
16	142	110	100	118	109	60,7	»	70,8	41	24,6	»	52	22	9,7
32	»	»	116	164	142	116	»	140	86	48		92,5	59	18,2
54	162	126		178	155	141	25,7	215	135	87,6	10,5	155,5	75	28,1
108	174	156	156	201	160	164	50,5	275	176	151	20,7	208	125	54,4
216	194	161	154	216	178	185	115	306	198	199	41,2	285	181	116
432	255	214	181	254	201	204	201	355	218	250	94	351	252	190
864	345	332	224	326	242	248	317	378	258	265	183	395	265	247

L'allure du courant en fonction du potentiel conduit aux mêmes conclusions que nous avions déjà déduites (voir aussi la fig. 2).

Pour des couches minces les écarts de la loi d'Ohm apparaissent aux potentiels de quelques volts. Les intensités des courants à peu près saturés augmentent

Les rayons β sont absorbés dans une couche mince du liquide près de la plaque d'aluminium et, par conséquent, l'ionisation dans cette région doit être beaucoup plus intense que dans le reste du liquide, où elle est provoquée exclusivement par les rayons γ pénétrants.

Quand la substance est traversée par un courant saturé, tous les ions produits dans l'unité de temps sont entraînés vers les électrodes; il est évident que ce courant n'augmentera pas proportionnellement à l'épaisseur, si les ions sont concentrés dans une couche déterminée. Encore ne faut-il pas perdre de vue que la force électrique n'est pas constante entre les électrodes, précisément du défaut de l'uniformité dans la distribution des ions.

Elle diminue dans les régions où l'ionisation est particulièrement intense. En raison de ces conditions complexes, l'intensité du courant pour une petite différence de potentiel n'est pas rigoureusement proportionnelle à la distance des électrodes, de n'ai pas pu m'approcher plus près des conditions théoriques, n'ayant pas eu à ma disposition une préparation de radium suffisamment active.

5. Calcul des mobilités. — Il résulte de ce qui précède qu'on ne peut pas faire un calcul exact des mobilités des ions par la méthode dont se sont servis Cac. Bohm-Wendt et E. v. Schweidler (*loc. cit.*). Cette méthode consiste en ce qu'on ajoute à deux équations écrites plus haut une troisième :

$$\frac{k\nu}{4\pi e\,(k_1 + k_2)} = L, \qquad 3$$

où k est la constante diélectrique. La première partie de cette équation représente le nombre de M. Langevin : c'est le rapport du nombre des chocs entre les ions de deux signes, dont résulte leur recombinaison, au nombre total des chocs. Pour des gaz ce nombre est inférieur à l'unité, mais il doit s'en approcher à mesure que croît la densité de la substance. En combinant les trois formules obtenues on a

$$k_1 = k_2 = \frac{4\pi}{k}\,\frac{\nu}{(k_1 + k_2)\,(J - \nu)} = \frac{4\pi}{k}\,\frac{\nu}{L\,(J - \nu)}, \qquad 4$$

où J est la densité du courant.

Nous voulons maintenant appliquer la formule (4) pour calculer les mobilités. Il existe de grandes lacunes dans nos connaissances des mobilités. Ce qui nous manque plus particulièrement, ce sont les rapports de ces quantités pour les ions des carbures liquides que nous étudions, et l'on est en droit d'affirmer que ces rapports seront donnés avec une approximation plus considérable.

Le tableau IV pour quatre liquides du tableau IV ne me servant de valeurs des constantes relatives à l'épaisseur de 1 mm. Les rayons β atteignent encore cette profondeur en quantité suffisante. Dans des couches plus minces l'influence des électrodes rapprochées devient trop sensible. Dans le cas de l'huile de vaseline cependant, j'ai dû prendre les nombres relatifs à 1 mm, parce que, pour des épaisseurs plus grandes, le courant n'approche pas de la saturation.

Le diamètre du faisceau des rayons émis par le radium est pris égal à 2 cm.

Les valeurs des constantes diélectriques augmentent lentement à mesure qu'on passe aux membres de la série des carbures qui occupent un rang plus élevé. J'ai posé dans la formule (4) k égal à 1,8 pour l'éther de pétrole, à 1,9 pour la ligroïne, à 2,1 pour le pétrole et à 2,7 pour l'huile de vaseline.

Comme la valeur du courant ohmique est choisie celle qui correspond à 4 volts, excepté l'huile de vaseline, où elle est prise pour 54 volts, le courant saturé J correspond à 864 volts. Les résultats du calcul sont indiqués dans le tableau V.

Tableau V

[illegible]	[illegible]
52°-58°. .	$11,7 \times 10^{-4}$ $\frac{\text{cm}^2}{\text{volt-cm}}$
82°-90°. .	$5,7 \times 10^{-4}$
200°-250°	$1,5 \times 10^{-4}$
Huile de vaseline	$0,94 \times 10^{-4}$

Ainsi le rapport des sommes des mobilités pour quatre liquides comparés s'exprime ainsi : 1000 : 516 : 128 : 0,85. La précision du nombre relatif à l'huile de vaseline est comparativement la plus faible. La valeur obtenue avec l'éther de pétrole est voisine de celle que M. Jaffé avait trouvée pour l'hexane.

Il serait important d'établir une relation entre les mobilités d'une part et les coefficients du frottement intérieur de l'autre.

Actuellement cela paraît impossible, faute de données expérimentales suffisantes.

Je me bornerai ici à citer trois valeurs de ce coefficient empruntées aux tables de Landolt-Bornstein, qu'on doit comparer avec les trois premiers membres du tableau V. Elles sont : 0,00288, 0,00582, 0,01257.

Nous avons ici respectivement : la moyenne des valeurs du coefficient de frottement pour le pentane et l'hexane, la moyenne pour l'hexane et l'heptane et la valeur pour le dodécane.

On peut en tirer la conclusion que la mobilité des ions décroît plus vite que le coefficient de frottement pour des fractions volatiles; en passant aux liquides à point d'ébullition élevé, les variations de deux grandeurs en question doivent être plus concordantes.

6. Particularités du courant dans les liquides. — Il me reste encore à signaler certaines particularités de la conductibilité provoquée par le rayonnement. En premier lieu le courant montre une dissymétrie curieuse, qui avait déjà été constatée antérieurement par M. Jaffé et moi. Le courant mo-

suré est plus grand lorsque l'électrode reliée à l'électromètre reçoit des charges négatives. Dans le tableau VI sont données les intensités des courants négatifs dans la ligroine (82°-90°) pour trois distances des électrodes. Il faut les comparer aux nombres correspondants du tableau IV. La dissymétrie d'ailleurs est loin d'être aussi prononcée que dans le cas de l'ozokérite.

Tableau VI

Volts	82°-96°			
	1 mm	2 mm	4 mm	8 mm
4	52,7	11,5	6,2	
8	68	22,5	12,4	5,8
16	116	45,5	22,4	6,7
32	145	92	45,4	14
54	154	158	78,2	25
108	169	185	129	52
216	188	210	192	112
432	208	255	242	185
864	254	272	278	245

M. Jaffé explique cette singularité par la différence des mobilités des ions : les ions positifs, en raison de leur mobilité plus grande, diffusent plus rapidement aux électrodes, et ainsi les ions négatifs restent présents en quantité plus considérable.

On remarquera ensuite que la saturation complète du courant dans des carbures liquides étudiés n'est pas atteinte. L'explication la plus naturelle de ce fait serait celle qui suppose la production, dans un liquide, de gros ions formant des systèmes plus compliqués, à côté des ions mobiles. Leur mouvement serait si lent que les champs même très élevés seraient insuffisants pour les entraîner totalement aux électrodes. Mais les valeurs obtenues ne confirment pas la relation déduite par M. Jaffé entre le courant et la force électromotrice.

Dans des couches liquides très minces l'intensité du courant commence à croître rapidement à partir d'une certaine valeur élevée du potentiel. On pourra s'en persuader si l'on fait l'inspection des nombres du tableau IV relatifs à l'épaisseur de 0,5 mm. — En même temps la conductibilité spontanée acquiert une valeur considérable et il semble que c'est son accroissement qui est la cause de cette allure du courant.

Dans le tableau IV j'ai inscrit les valeurs des intensités les plus petites parmi celles qui ont été observées pour le potentiel de 864 volts et l'épaisseur de 0,5 mm. Le plus souvent on remarquait un saut du courant, celui-ci devenant brusquement plusieurs fois plus intense. Ce saut ne se produit pas généralement, si l'on fait varier le potentiel par degrés. Il paraît que sous l'action des champs très forts le liquide perd sa stabilité et il en résulte une production abondante des centres chargés.

Les fractions à température d'ébullition élevée, dont la structure moléculaire est plus compliquée, sont en même temps moins stables. Le saut du courant s'observe rarement dans l'éther de pétrole, même lorsqu'on double le potentiel de 432 à 864 volts ; avec le pétrole lampant, au contraire, on ne peut l'éviter qu'en passant par des potentiels intermédiaires.

Ces phénomènes de l'accroissement brusque du courant dans des liquides diélectriques méritent une étude spéciale.

J'exprime en terminant ma vive reconnaissance à M. Kossonogoff pour avoir mis à ma disposition les ressources de son laboratoire.

(Manuscrit reçu le 17 Juillet 1911.)

Essais de préparation du radium métallique[1]

Par HERCHFINKEL

(Université de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.)

Mme Curie et M. Debierne[2] ont préparé le radium métallique par distillation de l'amalgame obtenu par électrolyse.

Quelques temps après[3], M. Ebler a communiqué ses essais sur la préparation du radium métallique par la méthode Curtius. Cette méthode consiste à décomposer les azothydrates alcalins terreux; selon Curtius ils donnent de l'azote et du métal.

Curtius plaçait le produit de la décomposition sous l'eau et a remarqué l'apparition d'une étincelle; c'est ce qui atteste selon lui la présence des métaux du second groupe.

M. Ebler procédait de la manière suivante : il a préparé une quantité minime (0,6 mgr) d'azothydrate de baryum qui contenait à peu près 9 pour 100 d'azothydrate de radium. Le produit a été considéré par M. Ebler comme impur. Cet azothydrate, selon lui, ne se décompose pas par son propre rayonnement.

M. Ebler a mis 0,6 mgr de cette substance dans un tube capillaire réchauffé lentement pendant un certain temps, dans le vide entre 180 et 250°. Un

1. Mémoire communiqué par l'auteur.
2. *C. R.*, **151** (1910).
3. *Ber. d. d. Chem. Gesell.*, octobre 1910.

dépôt métallique se produisit alors sur les parois du capillaire et ce dépôt contenait 5 % du radium qu'il avait employé.

Ces déclarations ne tombent pas d'accord avec les données suivantes : 1° que, selon Mme Curie et M. Debierne, le radium métallique commence à distiller à 100° dans le vide, 2° que le radium métallique forme très facilement des azotures avec l'azote.

Sur la proposition de Mme Curie j'ai répété les expériences faites par M. Ebler. Après quelques essais avec de l'azothydrate de baryum peu actif (ce dernier était caractérisé par sa force explosive, sa solubilité dans l'eau et sa forme cristalline), j'ai préparé finalement par une cristallisation fractionnée un produit plus fort de bromure baryum radium à peu près 1 mgr de radium dans 11 mgr de substance. Les bromures étaient ensuite transformés en carbonates et ces derniers enfin changés en azothydrates par l'acide azothydrique.

La solution ainsi préparée était claire mais avec une légère teinte rouge, qui était provoquée par la présence de traces de fer. Cet azothydrate était évaporé et ensuite desséché par l'acide sulfurique et l'acide phosphorique; il était alors pesé dans un petit tube capillaire. Ce capillaire fait partie d'un appareil. Pour faire le vide dans ce dernier je me suis servi d'un tube en verre rempli de charbon de coco qui était placé dans l'air liquide.

Une jauge de Mac Leod servait à vérifier le vide. Le tube capillaire était réchauffé dans un bain de mercure et la température de ce bain pouvait être mesurée.

Une grande boule communiquant avec l'appareil, pour augmenter son volume, servait à isoler autant que possible le produit de la décomposition de l'azothydrate. Un tube rempli d'acide phosphorique servait à dessécher les produits.

Après avoir évacué l'appareil moins de 0,001 mm., on a chauffé l'azothydrate pendant plusieurs heures à des cours de 100°.

J'ai pu remarquer que le vide devenait moins bon, car l'azothydrate commençait à se décomposer avec formation d'azote. Pourtant il ne s'agissait que d'une très faible décomposition. L'azothydrate ne noircit pas. Mais il suffisait, après plusieurs heures, d'élever la température, pour que la substance commence à noircir, c'est-à-dire forme de l'azoture. J'ai chauffé alors pendant quelques jours la substance (jusqu'à 250°). Une séparé le capillaire contenant l'azothydrate chauffé, et j'ai trouvé, comme je vais l'indiquer plus bas, qu'il contenait un peu de métal très impur. Sur le [illegible] j'ai trouvé [illegible] dépôt métallique. Les [illegible] l'azothydrate de baryum pour analyser le corps noir qui se forme en le chauffant. Dans ce but j'ai installé ce capillaire avec des pointes qui se cassent facilement. Quand l'azothydrate contenu dans les capillaires eut été décomposé sous le vide d'une pompe, ils furent séparés à la flamme et transportés dans un tube étroit rempli d'un peu d'eau bouillie sous le mercure. Ensuite, par un coup de baguette en verre les capillaires furent cassés et l'eau pénétra alors dans ceux-ci en donnant une étincelle[1]. La substance noire devint blanche.

Il semblait que l'eau eût pénétrée tout à fait dans la substance en formant quelques bulles de gaz qui sentaient l'acétylène. On sait que les métaux alcalino-terreux se décomposent en formant de l'hydrogène. Même si la totalité du gaz avait été de l'hydrogène, la substance noire devrait être constituée seulement en partie par du métal, la plus grande partie étant probablement de l'azoture. Mais ce gaz est un mélange d'hydrogène et très probablement d'azote, et par conséquent la proportion de métal est encore plus petite.

Pour démontrer cela, j'ai fait agir dans un eudiomètre l'azothydrate décomposé avec de l'eau et j'ai ajouté au gaz qui se produisait d'habitude de l'oxygène électrolytique.

Par l'étincelle le gaz n'a pas disparu immédiatement. D'autre part le capillaire avec l'azothydrate décomposé était cassé dans un tube étroit qui renfermait de l'eau sous mercure. En ouvrant un robinet le gaz qui se produit pouvait être transporté dans un tube prolongé (ce dernier était auparavant évacué et contenait un rouleau de palladium). Si le gaz ne contenait que de l'hydrogène pur, il devait être entièrement absorbé par le palladium, et cela ne fut pas le cas.

Si l'on réchauffe l'azothydrate très rapidement dans le vide jusqu'à l'explosion, celui-ci ne rend pas tout son azote. J'avais une boule avec un tube gradué placé en haut de la boule; en bas se trouvait un tube capillaire qui pouvait être cassé sous le mercure. De côté il y avait trois tubes ; l'un renfermait une quantité mesurée (environ 10 mgr) d'azothydrate, l'autre de l'acide phosphorique pour le dessécher; le troisième capillaire pour faire le vide dans l'appareil. Si l'on réchauffait l'azothydrate jusqu'à ce qu'il explosât, il se produisait à peine 85,90 pour 100 de la quantité nécessaire d'azote.

L'azothydrate fut aussi rapidement décomposé à une température plus élevée. Il se trouvait dans une nacelle en fer réunie à un couple pour mesurer la température. La nacelle se trouvait dans un tube de quartz. Ce dernier était réuni à un autre tube contenant du cuivre et de l'oxyde de cuivre; en chauffant le tube on pouvait montrer que le gaz qui se forme

1. [illegible] l'air.

en chauffant l'azothydrate n'est ni l'hydrogène, ni l'oxygène, car il n'était pas absorbé par le cuivre et l'oxyde de cuivre. Quand le vide était fait dans cet appareil, on chauffait rapidement l'azothydrate à 600° environ. La substance était fondue en gouttes jaunâtres sentant l'acétylène. A l'air elles sont devenues blanches.

La température de la fusion, la couleur jaunâtre et l'odeur d'acétylène prouvent que la substance n'est pas du baryum métallique pur. Mes essais sur la décomposition d'un métal alcalino-terreux (baryum ou radium-baryum) par la méthode de Curtius ont donné seulement des métaux très impurs. Peut-être la surface métallique observée par M. Ebler a été facilitée par les minimes quantités qu'il employait. Mais pour ces mêmes raisons cette méthode est très incommode. D'autre part, il est très probable comme M. Ebler l'affirme en se basant sur M. Ramsay, qu'il est absolument impossible de produire l'azothydrate de radium, car il se décompose par son propre rayonnement.

Manuscrit reçu le 1er août 1911.

Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton[1]

Par Pierre WEISS

Université de Zurich. — Laboratoire de Physique.

M. Weiss se propose dans le présent mémoire de montrer « comment on peut trouver en valeur absolue le moment magnétique d'un grand nombre de molécules, et que tous ces moments ont une même valeur aliquote commune » à laquelle il a donné le nom de « magnéton ».

Résumé de la théorie cinétique du magnétisme. Théorie de M. Langevin. — A la base de toute cette théorie se trouve un mémoire de M. Langevin[2], dont nous rappellerons d'abord les points essentiels. Chaque molécule contiendrait un grand nombre d'électrons décrivant des orbites fermées, chacun d'eux fournissant ainsi un certain moment magnétique. Si, dans une matière constituée par de telles molécules, on établit un champ magnétique, les électrons modifient leur mouvement de manière à s'opposer à la création du champ magnétique; ce phénomène constitue le diamagnétisme; il est aussi général que le phénomène de Zeemann, auquel il est intimement lié; chaque atome y participe avec une intensité qui lui est propre, et qui est à peu près indépendante des conditions physiques ou chimiques dans lesquelles il se trouve.

Le paramagnétisme est un phénomène essentiellement différent que, seules, présentent les molécules dont le moment magnétique résultant est différent de zéro. Sous l'action du champ magnétique extérieur, celles-ci tendent à s'orienter de manière que leurs axes magnétiques soient parallèles au champ extérieur et de même sens que lui. M. Langevin admet que l'action de ce champ extérieur sur l'orientation des molécules se fait suivant la même loi que l'action de la pesanteur sur la répartition des molécules d'air dans l'atmosphère terrestre; il est ainsi conduit à l'équation :

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{mo}} = \coth a - \frac{1}{a} \qquad (1)$$

dans laquelle :

$$a = \frac{\sigma_{mo} H}{RT} \qquad (2)$$

σ_m est l'aimantation moléculaire (moment magnétique de la molécule-gramme);

H, est le champ magnétique;

T, la température absolue;

R, la constante des gaz parfaits relative à la molécule-gramme ($R = 83,155 . 10^6$ ergs : degrés : c'est aussi

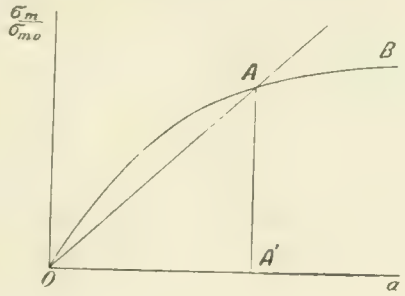


Fig. 1.

la force vive d'une molécule-gramme par degré de liberté;

Enfin σ_{mo} est une constante : le deuxième membre de

1. Extrait d'un Mémoire général communiqué par l'auteur.
2. Langevin, *Ann. Chim. Phys.*, 5, 1905, 70.

l'équation 1 tendant vers l'unité lorsque a devient infini, σ_∞ représente donc la valeur limite de l'aimantation σ_0 lorsque H devient infiniment grand, ou bien T infiniment petit.

L'équation (1) est représentée graphiquement par la courbe (fig. 1) de la page 501.

Si l'on ne considère que des petites valeurs a, on peut développer le 2e membre de l'équation 1 en série, et n'en conserver que le premier terme. Il vient alors :

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_\infty} = a = \frac{\sigma_\infty H}{3\,KT}; \qquad 3$$

or $\frac{\sigma_\infty}{H}$ est le coefficient d'aimantation moléculaire que l'on désigne par χ_m. On a donc

$$\chi_m = \frac{\sigma_\infty}{3\,KT}; \qquad 4$$

On retrouve ainsi la loi que P. Curie avait démontrée expérimentalement. On peut encore l'écrire :

$$\chi_m T = \frac{\sigma_\infty}{3\,K} = C_m \qquad 5$$

C_m étant la constante moléculaire de Curie.

Théorie du champ moléculaire. — La théorie de M. Langevin convient parfaitement aux gaz magnétiques, tels que l'oxygène, dans lesquels les molécules peuvent être considérées comme absolument libres, en dehors de leurs chocs; mais elle ne rend pas compte de nombreux phénomènes présentés par les corps magnétiques solides, dans lesquels interviennent les actions intermoléculaires. Pour tenir compte de ces dernières M. P. Weiss a imaginé l'hypothèse du champ moléculaire « l'action de l'ensemble des molécules sur l'une d'elles serait équivalente à un champ magnétique uniforme, proportionnel à l'intensité d'aimantation et dirigé comme elle ». Cette hypothèse se traduit par l'équation :

$$H_m = NI \qquad 6$$

H_m étant le champ moléculaire,
I l'aimantation moléculaire par unité de volume :
N une constante.
Si l'on exprime I en fonction de σ_∞, on a encore :

$$H_m = N\frac{\sigma_\infty}{m} \qquad 7$$

σ_∞ étant le moment du corps magnétique,
m son poids moléculaire.

M. Weiss admet encore que ces actions moléculaires, exprimées par l'équation (6), sont les seules qui interviennent dans la magnétisation, et que le champ extérieur, qui peut le diminuer ou le détruire, n'influe pas sur le champ moléculaire, qui tournent aussi librement dans un métal magnétique, que dans un gaz parfait ».

On est ainsi conduit à admettre l'existence d'une aimantation spontanée dans les corps ferro-magnétiques, en l'absence de tout champ extérieur; et l'on peut des équations (1) et (7) déduire une valeur de celle-ci. En effet, à une valeur H_m du champ moléculaire il correspond une valeur de a donnée par :

$$a = \frac{\sigma_\infty N}{m\,KT}\,\sigma_0 \qquad 8$$

équation représentée sur la fig. 1 par la droite OA.

Or σ_0 est déjà relié à a par l'équation 1 : il en résulte que les seules valeurs possibles, pour l'aimantation spontanée, sont déterminées par les deux points d'intersection O et A de la droite OA avec la courbe (1). Or de ceux-ci, seul A correspond à un état stable, et peut par suite être accepté : son ordonnée donne donc l'aimantation spontanée.

On peut encore, au moyen du diagramme (1) suivre la variation de l'aimantation spontanée en fonction de la température : en effet, le coefficient angulaire de la droite (8) est proportionnel à T; le point A se rapproche donc de l'origine lorsque T augmente, pour parvenir à celle-ci lorsque la droite OA devient tangente à la courbe de Langevin; la valeur Θ que prend alors T est la température, absolue de perte du ferro-magnétisme spontané, que M. Weiss a désignée sous le nom de point de Curie.

Lorsque T est voisin de Θ, l'aimantation spontanée σ_0 et par suite a sont petits, et l'on peut se servir de l'équation (5), qui, combinée à (2), donne :

$$1 = \frac{\sigma_\infty N}{3\,mK\Theta} \qquad 9$$

soit

$$\Theta = \frac{\sigma_\infty N}{3\,mK} \qquad 10$$

soit encore, en introduisant C_m

$$\Theta = \frac{C_m}{m} N \qquad 11$$

ou bien

$$\Theta = C N \qquad 12$$

où C désigne la constante de Curie rapportée à l'unité de masse.

Cette dernière relation est intéressante en ce qu'elle exprime N en moyenne de grandeurs accessibles à l'expérience.

En divisant N par Θ il vient

$$\frac{1}{\Theta} = \frac{3}{\sigma_\infty} \qquad 13$$

et cette équation, comme (1),

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_\infty} = \coth a - \frac{1}{a} \qquad 14$$

permet de définir des états correspondants des corps magnétiques, en les caractérisant par les valeurs de $\frac{T}{\Theta}$ et $\frac{\sigma}{\sigma_0}$.

La figure 2 porte, outre la courbe théorique tracée en trait plein, les points obtenus expérimentalement pour la magnétite : on voit qu'il y a une concordance très satisfaisante entre la théorie et l'expérience, sauf

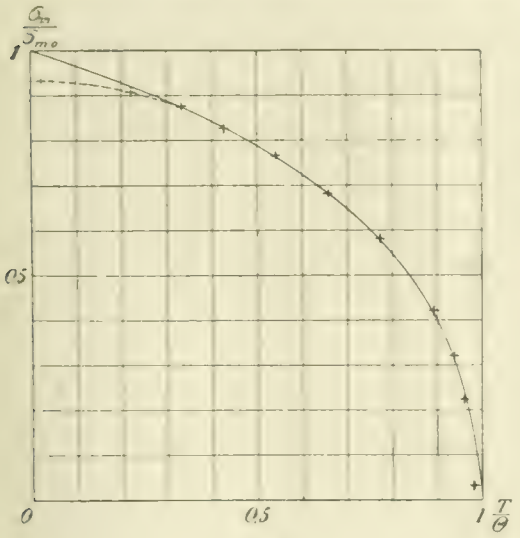


Fig. 2.

aux environs du zéro absolu et du point de Curie. L'alliage Fe Ni vérifie la loi théorique dans tout l'intervalle de 0 à Θ; le fer, le nickel, le cobalt, par contre présentent avec elle des divergences notables.

Supposons maintenant qu'il y ait un champ extérieur H_e; alors le champ magnétique total H sera :

$$H = H_e + NI.$$

Supposons donnée la valeur de $\frac{\sigma_m}{\sigma_0}$ et par suite la valeur de a : soit T la température qui lui correspond en l'absence de tout champ extérieur, et T' la température (plus grande que T) qui correspond à cette même valeur de a lorsque le champ extérieur est H. L'équation (8) donne :

$$a\,RT = \sigma_m \sigma_0 N \frac{D}{m}$$

puis, en combinant (14) et (2), on a :

$$a\,RT' = \sigma_m H - \sigma_m \sigma_0 N \frac{D}{m} \qquad (15)$$

d'où

$$a\,R\,(T' - T) = \sigma_m H \qquad (16)$$

Si σ_m est petit, on a vu que T' est voisin de Θ, de sorte qu'on peut écrire :

$$\frac{\sigma_m}{H}\,(T' - \Theta) = \frac{\sigma_m}{\Theta R} = C,$$

soit

$$\chi_m\,(T' - \Theta) = C \qquad (17)$$

Pour les corps ferromagnétiques, cette dernière équation est à l'équation de Curie (5), ce que la loi de van der Waals est à la loi de Mariotte pour les gaz. Elle montre comment on peut obtenir la constante de Curie, par des expériences faites au-dessus de la température Θ. M. Weiss a montré qu'elle est confirmée par les résultats numériques qui figurent dans le travail de P. Curie; il l'a lui-même vérifiée récemment sur plusieurs corps ferro-magnétiques, au cours d'un travail avec la collaboration de M. Foex.

On est ainsi amené à distinguer pour les métaux magnétiques les cas suivants :

1° Le ferro-magnétisme spontané du zéro absolu au point de Curie;

2° Le ferromagnétisme sollicité, caractérisé par la formule (17);

3° Le paramagnétisme pur, caractérisé par un coefficient d'aimantation proportionnel à $\frac{1}{T}$.

En dehors de cette énumération, il faut signaler les cas de magnétisme faible, observés par du Bois et Houda, où χ est constant, ou augmente avec T.

Chaleur spécifique et champ moléculaire. L'hypothèse du champ moléculaire donne une interprétation de la variation brusque que subit à la température Θ la chaleur spécifique des corps ferro-magnétiques. Elle conduit, en effet, à ajouter, à ce que serait la chaleur spécifique d'un tel corps s'il n'était pas magnétique, un terme

$$c' = -\frac{1}{J}\frac{dE}{dT}$$

J étant l'équivalent;

E, l'énergie d'aimantation rapportée à l'unité de masse.

Ce terme, qui peut être déterminé par des expériences purement magnétiques, devient brusquement nul à la température Θ. Il en résulte une cessation brusque de la chaleur de désaimantation qu'il représente, d'où la discontinuité observée. Conformément à cette manière de voir, MM. Weiss et Beck ont obtenu des valeurs de Θ concordantes pour différentes substances, en employant soit la méthode magnétique, soit la méthode calorimétrique.

Le Magneton. Cette théorie, qui est confirmée d'une manière si frappante par les phénomènes généraux du ferromagnétisme, échoue cependant lorsqu'il s'agit d'expliquer certaines propriétés de substances ferro-magnétiques particulières : c'est le cas, par exemple, de la courbe exprimant $\frac{1}{\chi}$ en fonction de T au-dessus du point de Curie pour la magnétite; au lieu d'une seule droite, donnée par l'équation (14), nous avons ici toute une série de droites se suivant après des

ont les brusques, en une courbe de raccordement (Voir fig. 5). On peut se demander si l'on n'interprétera pas ces particularités en assujettissant à varier suivant

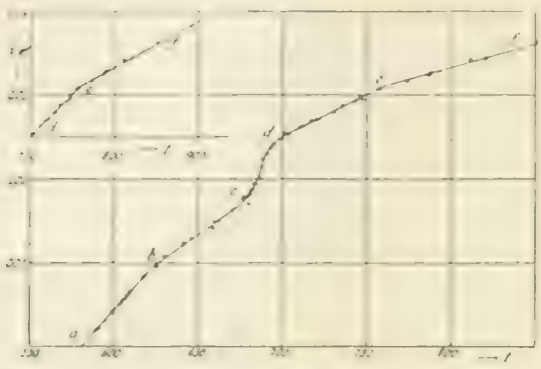


Fig. 5.

des lois convenables les grandeurs qui jusque-là étaient supposées constantes pour un même corps ferro-magnétique, à savoir N, m, σ.

M. Weiss chercha d'abord, mais sans obtenir de bons résultats, à rendre variable la constante N; il posa ensuite m. Les coudes de la courbe de la magnétite correspondraient alors à des changements d'états, à des polymérisations. A chaque portion rectiligne de la courbe il correspond une constante de Curie C_m distincte, que l'on peut déduire de l'inclinaison de cette portion au moyen de l'équ. (17). On a ensuite :

$$C_m = \frac{\sigma_m}{5\,B} \quad (5)\ \text{ou bien}\ C_m = m\,\frac{\sigma_m}{5\,B} \quad (5)\ bis$$

C et σ étant les constantes rapportées à l'unité de masse.

M. Weiss admet que les atomes conservent des moments magnétiques constants, par suite que σ est constant dans tout l'intervalle des températures. L'équation (5 *bis*) permettra donc de calculer le degré de polymérisation correspondant à chaque portion rectiligne. Il résulte, en effet, que les valeurs de m (en prenant arbitrairement $m = 1$ pour la portion rectiligne relative aux températures les plus basses) ne sont pas très grossièrement des nombres entiers, de plus m tend en croissant lorsque la température augmente, ce qui est contradictoire avec les faits les plus habituels de la chimie.

Si l'on rejette l'hypothèse de la variabilité de m, il en résulte donc, plus que jamais, l'existence des corpuscules de Curie dont la nature est inconnue, en ce qui concerne cette même courbe de la magnétite, aux résultats inscrits dans le tableau I.

Les nombres inscrits pour les coudes sont pour I et W ceux qui respectivement ont été obtenus par M. Curie et M. Weiss au moyen de la même méthode expérimentale, plus haut.

σ_0 est la valeur de σ mesurée dans un champ approché

Tableau I.

Intervalles de température	I		W		Rapports des σ_0
	σ_0	σ	σ_0	σ	
581° — 625°	0,0444	1	0,0445	1	1
625° — 680°	0,0682	1,278	0,0665	1,22	1,25
710° — 750°	0,0105	1,555	0,01025	1,515	1,5
750° — 900°	0,0150	2,017	0,01770	1,995	2
> 900°	0,028	2,515	0,028	2,515	2,5

une grande précision, les grandeurs σ_0 sont entre elles comme les nombres 4, 5, 6, 8, 10.

C'est là un premier argument en faveur de l'hypothèse énoncée au début de cet extrait, et d'après laquelle les moments magnétiques des molécules seraient des multiples entiers d'un même moment magnétique élémentaire, le magnéton. Remettant à plus loin une vérification plus générale de cette thèse, nous dirons de suite avec M. Weiss comment ce magnéton peut être déterminé en valeur absolue, au moyen des expériences qu'il a faites à Leyde avec la collaboration de M. Kamerlingh Onnes, afin de déterminer l'aimantation de diverses substances aux très basses températures. Les résultats obtenus sont reproduits dans le tableau ci-dessous, qui donne les moments magnétiques de l'atome-gramme et de $\frac{1}{5}$ de la molécule gramme.

Nickel	5,581
Cobalt	9,650
Fer	12,440
Magnétite	7,417

Les nombres relatifs au cobalt et à la magnétite sont incertains ; mais ceux du nickel et du fer, sur lesquels on peut compter, sont dans le rapport de 11 à 5. Après les corrections dues à la dilatation thermique, on trouve pour partie aliquote commune à ces 2 nombres

Pour le fer 12560 : 11	1125,6
Pour le nickel 5,570 : 5	1125,5
Moyenne	1125,5

Cette partie aliquote est appelée magnéton-gramme. M. Weiss l'estime exact à deux ou trois millièmes près. En le divisant par le nombre d'atomes dans l'atome-gramme, soit $68,5.10^{22}$, on trouve

$$16,40 \times 10^{-20}$$

pour le moment magnétique de l'aimant élémentaire, le magnéton lui-même.

Une confirmation remarquable est apportée à cette théorie par l'examen des résultats numériques obtenus séparément par différents auteurs.

Corps magnétique en solution. — M. Weiss rappelle en premier lieu le mémoire de Pascal[1] sur

[1] Comptes rendus (Paris), 16, 1893, [illegible]

l'aimantation des solutions étendues de sels paramagnétiques. A de telles solutions la théorie primitive de M. Langevin s'applique complètement : on peut donc se servir de l'équation

$$\sigma_m = 3RC_m$$

pour déterminer σ_m, C_m étant connu grâce à la loi de Curie, dès que l'on a déterminé le coefficient d'aimantation χ_m à une température connue.

Il est nécessaire de préciser ici, « que la molécule magnétique est la quantité de matière dont l'axe magnétique possède deux degrés de libertés d'orientation ; pour fixer les idées, si plusieurs atomes d'une même molécule chimique sont reliés entre eux par des articulations ayant la mobilité d'un gerou de Cardan, chacun d'eux doit être considéré comme une molécule magnétique distincte. On suppose dans la suite que chaque molécule ne contient qu'un atome magnétique, c'est-à-dire que là où la formule chimique en indique plusieurs, ils sont articulés entre eux ».

Les résultats de Pascal ont permis à M. Weiss de dresser le tableau II.

Nous rappellerons que les nombres χ_m ont été déterminés par Pascal, en prenant pour l'eau $\chi_m = 0.75.10^{-6}$; ils comportent une correction due au diamagnétisme des divers atomes entrant dans les molécules considérées. On voit sur ce tableau que, sur 27 corps étudiés, il y en a 17 pour lesquels l'accord avec la théorie est excellent ; il n'y a même de désaccord absolu que pour le ferro-cyanure de potassium et les deux derniers sels de vanadium.

En calculant la valeur des magnétons-grammes, d'après les nombres fournis par les corps marqués 2, 3 ; 4 ; 5, 6, 10, 11 ; 7 ; M. Weiss a trouvé le nombre 1122,1 qui ne diffère que de $\frac{1,5}{1000}$ de la valeur donnée

Tableau II.

Numéro du tableau précédent	Substance	$\chi_m.10^6$	σ_m	$n = \frac{\sigma_m}{1125,5}$	n nombre entier.	$n - n$	$100\frac{n-n}{n}$
1	Ferrocyanure de K et d'ammonium	1.759	11.700	10.41	10	− 0.41	− 4.15
2	Pyrophosphate ferrique et d'ammonium	7.990	24.600	21.89	22	+ 0.11	+ 0.5
3	Citrate ferrique et d'ammonium	8.040	24.680	21.96	22	− 0.04	+ 0.16
4	Ferripyrophosphate de Na	9.650	27.100	24.07	24	− 0.04	− 0.15
5	Ferrometaphosphate de Na	15.000	31.500	28.05	28	− 0.05	− 0.1
6	Chlorure ferrique	15.100	31.590	27.95	28	+ 0.07	+ 0.25
7	Sulfate ferrique	15.200	33.800	30.09	30	− 0.09	− 0.3
8	Ferrometaphosphate de K	11.500	29.200	25.90	26	+ 0.01	+ 0.05
9	Ferrioxalate de Na	12.500	30.480	27.11	27	− 0.11	− 0.47
10	Ferropyrophosphate de Na	15.000	31.570	27.91	28	+ 0.09	− 0.32
11	Sulfate ferreux	12.900	31.120	27.69	28	+ 0.31	+ 1.1
			Cobalt.				
12	Cobalt	10.560	28.180	25.08	25	− 0.08	− 0.32
	Chlorure ammoniacal	10.590	28.330	25.22	25	− 0.22	− 0.88
—	Pyrophosphate double	10.260	27.910	24.85	25	+ 0.15	+ 0.60
			Manganèse.				
13	SO^4Mn	15.000	33.560	29.87	30	+ 0.13	− 0.43
	Pyrophosphate double	13.580	31.850	28.33	28	− 0.33	− 1.2
14	Permanganate de potassium	225	4.620	4.11	4	− 0.11	− 2.7
			Chrome.				
	Alun violet	6.290	21.850	19.45	19	0.45	− 2.4
—	Alun vert	6.160	21.630	19.25	19	− 0.25	− 1.3
			Cuivre.				
15	Sulfate de cuivre	1.570	10.970	9.78	10	+ 0.22	2.2
16	Sulfate ammoniacal	504	6.780	6.05	6	− 0.05	0.3
	Sulfate glycérique	504		—	—	—	—
			Uranium.				
17	SO^4U	5.240	15.760	14.05	14	− 0.05	− 0.24
			Vanadium.				
	VO^4	1.590	10.550	9.21	9	0.21	2.3
	$K_2SO^4VO^4$	1.150	9.455	8.41	?		
	VCl^3	622	7.470	6.65	?		
	K^2HgI^4	1.084	9.970	8.88	9	0.12	+ 1.3

antérieurement. Au travail de Pascal doit être rattaché celui de Liebknecht et Wills[1], qui a porté sur les sels de nickel en solution aqueuse. De ces expériences M. Weiss a pu déduire qu'aux composés suivants : $NiCl^2$, $NiCl^2$, $NiBr^2$, NiI^2, $NiSO^4$, $Ni(AzO^3)^2$, correspondent respectivement les nombres de magnétons : 16,06 ; 16,11 ; 16,06 ; 16,01 ; 15,89 ; 16,02 ; soit 16 avec beaucoup d'exactitude.

Corps magnétiques à l'état solide. — A l'état solide, les substances magnétiques vérifient encore parfaitement la théorie, bien qu'alors les conditions ne soient plus aussi simples que dans les cas précédents, surtout lorsque la substance considérée est cristallisée.

M. Urbain[2] a déterminé les coefficients d'aimantation χ_m de six métaux appartenant aux terres rares, et il a trouvé les nombres du tableau III.

Tableau III.

Numéro du métal.	Substances.	$\chi_m \cdot 10^6$	χ_m	$\frac{\chi_m}{112.5}$	Nombre entier	Différence	$100 \frac{\text{écart}}{n}$
1	Sulfate de Néodyme . . .	5.650	20.250	18.024	18	- 0.024	0.15
2	— — Samarium	1.174	9.105	8.015	8	— 0.015	0.19
3	— Europium	5.895	20.700	18.398	18	- 0.398	2.21
4	— Gadolinium	29.180	46.065	40.971	41	+ 0.029	0.07
5	— Terbium	45.450	56.160	49.986	50	+ 0.014	0.05
6	— Dysprosium	54.200	62.650	55.790	56	- 0.210	0.37

Tableau IV.

Substances.	$\chi_m \cdot 10^6$	χ_m	$\frac{\chi_m}{112.5}$	Nombre entier	Différence	$100 \frac{\text{écart}}{n}$
$FeCl^3$ sublimé	14.650	52.400	28.85	29	+ 0.17	+ 0.58
$FeCl^3$, $2NH^4Cl$, H^2O	12.850	50.550	26.99	27	+ 0.01	+ 0.05
$FeCl^3$, $2NH^4Cl$	14.820	52.600	28.94	29	+ 0.06	+ 0.48
$FeCl^3$, $2NH^4F$, H^2O	14.965	52.800	29.19	29	— 0.19	— 0.64
$FeCl^3$, $3HCl$	7.899	27.860	21.25	21	— 0.25	— 1.10
[illegible]	10.922	28.150	25.05	25	— 0.05	— 0.21
[illegible]	5.750	20.190	17.97	18	+ 0.03	+ 0.16
[illegible]	7.027	22.510	20.04	20	— 0.04	— 0.18
[illegible]	7.767	23.730	21.12	21	— 0.12	— 0.57
[illegible] $3H^2O$	14.160	22.650	20.16	20	— 0.16	— 0.80
[illegible] $3H^2O$	14.160	22.650	20.16	20	— 0.16	— 0.80

Tableau V.

Substances.	χ	χ_m	[illegible]	$\frac{\chi_m}{112.5}$	Nombre entier	Différence	$100 \frac{\text{écart}}{n}$
Nickel pur [illegible]	0.0[illegible]	0.[illegible]8	9.018	8.07	8	— 0.07	— 0.28
Limite des ferro-nickels . . .	0.0[illegible]00	0.4109	46.140	9.05	9	— 0.05	— 0.21

On voit qu'en dehors du dysprosium et de l'europium, les nombres sont excellents. Des observations [illegible], M. Weiss a [illegible] dont la valeur du

[1] [illegible] 115.
[2] [illegible] 147 [illegible]

magnéton-gramme, et il a trouvé 1122.7, soit à $\frac{7}{10000}$ près, le nombre adopté.

Les résultats obtenus par Mlle Feytis[1], bien que moins précis que tous les précédents, sont encore nettement en faveur de l'hypothèse du magnéton. On peut s'en assurer sur le tableau IV.

Métaux ferro-magnétiques au-dessus du point de Curie. — Des mesures récentes ont été effectuées par MM. Weiss et Foex sur le nickel et le fer.

a) Nickel. — Deux nombres ont été obtenus : l'un, directement pour le nickel pur ; l'autre, comme limite des ferro-nickels réversibles (tableau V).

Il est remarquable que les nombres de magnétons trouvés pour le nickel soient si différents les uns des autres, suivant les conditions dans lesquelles on les déterminé ; on a eu successivement les nombres suivants : 7, 16, 8, 9. Peut-être est-ce là une indication d'une influence du milieu ayant un retentissement sur la structure intime de l'atome.

[1] [illegible] 152 [illegible]

b) Fer. — Le cas du fer, beaucoup plus complexe, conduit à des résultats très intéressants. En conservant l'hypothèse faite jusqu'à présent à savoir : deux degrés de liberté de rotation par atome, on trouve les nombres ci-dessous : (tableau VI).

On voit de suite que les valeurs de n s'écartent des entiers les plus proches beaucoup plus que ne le permettraient les erreurs d'expérience. M. Weiss a réussi à mettre ces résultats d'accord avec la théorie du magnéton en imaginant l'hypothèse suivante : le fer β serait constitué par une molécule rigide Fe^3, le fer γ par une molécule rigide Fe^4 : le fer δ par une molécule Fe. Dans cette manière de voir, le tableau précédent se transforme dans le suivant :

Tableau VI

Substances	Intervalle de température	ε	C_m	σ	$\frac{\sigma}{1125,5}$
Fer β_1	774° — 828°	0.0595	2.213	25.500	20.92
Fer β_2	828° — 920°	0.0275	1.529	19.550	17.38
Fer γ	920° — 1595°	0.072	4.05	31 750	28.25

Tableau VII

Substances	ε	C_m	σ_a par atome.	$n = \frac{\sigma_a}{1125,5}$	n' nombre entier.	$n - n'$	$\frac{n - n'}{n'}$
Fer β_1	0.0595	3 × 2.213	13.567	12.08	12	— 0 08	— 0.7
Fer β_2	0 0275	3 × 1.529	11.277	10.04	10	— 0.04	— 0.4
Fer γ	0.072	2 × 4.05	22.420	19.95	20	+ 0.05	+ 0.25

Cette fois, les valeurs de n sont parfaitement acceptables ; il ne manque, à une vérification complète de cette dernière hypothèse, que les nombres relatifs au fer δ : ce dernier n'a pu être étudié que très peu, en raison des grandes difficultés expérimentales que l'on rencontre quand on veut faire des mesures à des températures supérieures à 1 400°.

Il est possible peut-être d'expliquer au moyen d'une hypothèse analogue, le désaccord apparent observé ci-dessus dans le cas de l'europium : en admettant que deux atomes de ce dernier sont reliés rigidement l'un à l'autre, on trouve 15,02 magnétons pour chacun d'eux, ce qui est un nombre entier avec toute la précision désirable.

Conclusions.

En résumé, nous avons vu que les moments magnétiques d'un même atome lorsqu'il est dans les conditions les plus variées, ou bien d'atomes différents, sont des multiples entiers d'un moment magnétique élémentaire, le magnéton. La démonstration est faite actuellement pour les atomes de Fe, Ni, Co, Cr, Mn, V, Cu, Hg, U, et ceux des métaux des terres rares.

M. Weiss établit un rapprochement très curieux entre l'hypothèse du magnéton et la théorie de Ritz concernant les lois des spectres en série ; on sait que ce dernier a imaginé, pour expliquer la loi de Balmer, ou les lois voisines, un mécanisme électro-magnétique, qui consiste essentiellement en bâtonnets de moments magnétiques donnés identiques entre eux et disposés d'une manière rigide en piles linéaires ; peut-être a-t-on là le magnéton mis en évidence au courant du présent travail ?

(Reçu le 5 août 1944.)

(Extraits par J. Dassy.)

La radiation pénétrante sur la mer[1]

Par D. PACINI

(Institut Central Météorologique et Géodynamique d'Italie)

La radiation pénétrante observée dans l'air au-dessus de la surface du sol provient en partie des substances actives contenues dans les couches les plus superficielles, ainsi que de leurs produits de désintégration, et en partie a son origine hors du sol.

1. Mémoire communiqué par l'auteur.

La cause [illegible] de cette seconde partie se trouve dans les produits de transformation des émanations radioactives contenues dans l'air.

La [illegible] des substances actives contenues dans le sol variera d'endroit à endroit avec la nature du terrain à proportion de sa richesse en matériaux actifs; dans un même lieu elle diminuera en [illegible] que la perméabilité de la couche superficielle, par exemple, par suite des précipitations; mais quand le terrain est sec, elle devra rester relativement constante.

La seconde partie oscillera avec les variations atmosphériques : elle subira l'influence des vents, des précipitations, des phénomènes de condensation du champ électrique terrestre, causes qui peuvent déterminer une [illegible] dans les couches inférieures de l'air et sur la surface du sol, de la matière active [illegible] dans l'atmosphère.

Divers expérimentateurs, étudiant ce phénomène, ont observé qu'il est sujet à des variations notables. Par exemple, l'auteur a trouvé en 1908 à Sestola que la radiation pénétrante présente des valeurs qui varient de 6 à 30 ions par cm³ et par seconde. De même Mache[1], à la série d'expériences qu'il a faites à Innsbruck du 1er janvier 1907 au 15 octobre 1908 conclut que la portion de la radiation pénétrante due aux substances actives contenues dans l'air, ou déposées de l'air sur le sol, peut [illegible] à celle qui provient du sol lui-même.

Les résultats obtenus jusqu'ici montrent que si on mesure la radiation pénétrante en un endroit où le sol est relativement riche en substances actives et à l'abri des variations atmosphériques et du champ électrique terrestre, et [illegible] que l'écran du sol et des parois [illegible], les oscillations dans les valeurs observées seront peu [illegible] de la moyenne, [illegible] quand les expériences, comme à Sestola, sont [illegible] à des perturbations météorologiques notables et à de forts changements dans la chute du potentiel, elles devront [illegible] aussi à des variations notables dans les valeurs de la radiation pénétrante.

Toutefois, d'après Wulf et Kurz, la majeure partie de la radiation observée dans l'air près du sol serait due aux substances actives de la seconde [illegible] et la radiation qui ne provient pas de l'intérieur du [illegible] est négligeable par rapport à l'autre. Avec la [illegible] de Wulf

4° « [illegible] par les variations [illegible] plus grandes dans les [illegible] de la terre, à [illegible] la surface.

5° « La quantité de [illegible] qui [illegible] dans l'atmosphère est si petite, qu'il est impossible de la constater avec les moyens usités.

3° « Les oscillations dans le rayonnement γ peuvent être expliquées par le déplacement des masses d'air plus riches en émanations contenues dans l'intérieur de la terre aux endroits plus ou moins profonds.

On voit donc que les résultats des expériences faites à Sestola, à Innsbruck et ailleurs ne s'accordent pas avec les conclusions auxquelles arrivent Wulf[1] et Kurz[2]. Il est donc nécessaire de faire de nouvelles recherches pour voir si cette partie variable de la radiation pénétrante qui peut prendre parfois des valeurs notables, est vraiment due aux substances actives contenues dans le sol ou si l'on doit en rechercher la cause, au moins partielle en dehors du sol.

Il fallait pour cela instituer des expériences sur les milieux absorbant le rayonnement γ provenant du sol, et, à cet effet, j'ai fait à la surface de la mer, la série des observations dont il va être question.

Les expériences ont été faites à Livourne, à l'Académie Navale, avec deux appareils de Wulf[3]. Ces appareils, outre leur faible capacité (ceux dont je me suis servi avaient des capacités de 1,2 et 1,58 cm) ont l'avantage de permettre de constater le cas échéant la déperdition due à des défauts d'isolement.

Comparaison entre les indications des deux appareils.

Les deux appareils dont je me suis servi seront désignés par les lettres A et B.

Je dois faire remarquer que l'épaisseur des parois de l'appareil A est plus grande que celle des parois de B. La perte Δe_1 par défaut d'isolement a varié entre une quantité négligeable, et 0,3*e* par heure. C'est seulement exceptionnellement qu'elle a atteint 0,5*e*. Les premières observations ont été faites à l'observatoire météorologique de l'Académie Navale. Désignant par Δe la chute du potentiel en volts par heure, on trouve que la moyenne des observations faites avec l'appareil A donne pour $\Delta e - \Delta e_1$ la valeur 16,5 en volts par heure, tandis que l'appareil B donne la valeur 25,1. Ces deux nombres correspondent respectivement à 14,6 et 22,8 ions par cm³ et par seconde. De ces valeurs il faut retrancher le montant des ions qui, comme il sera dit plus loin, peuvent être dus à l'action directe des parois des appareils, et l'on trouve ainsi

$q = 14,6 - 4,7 = 9,9$ ions par cm³ et par seconde avec l'appareil A.

$q = 22,8 - 14,0 = 14,8$ ions par cm³ et par seconde avec l'appareil B.

L'accord des expériences avec les deux appareils

1. [illegible] 18 [illegible]
2. [illegible] 119 [illegible]
3. [illegible] 7 [illegible]
4. [illegible] 10 [illegible]
5. [illegible] 10 [illegible]

furent entreprises dans le jardin de l'Académie Navale.

L'Académie est au bord de la mer. L'édifice a du côté de la terre le jardin où j'ai disposé les deux appareils en les mettant à l'abri de la radiation directe du soleil. Ces observations devaient me permettre d'apprécier la manière dont se comportent les deux appareils placés dans les mêmes conditions. Les expériences furent continuées pendant 10 jours et les observations furent faites sur chaque appareil, d'heure en heure, de 7 heures du matin à 8 heures du soir.

Le diagramme de la figure 1 est la traduction graphique des moyennes obtenues en tenant compte de

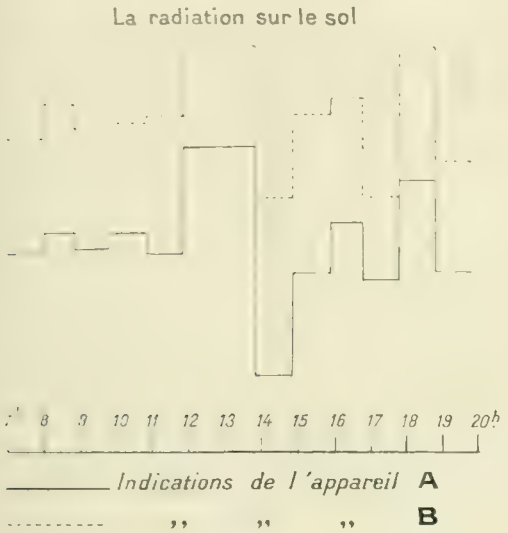


Fig. 1.

toutes les observations, et représente l'allure du phénomène de la radiation pénétrante en ce lieu dans les 10 jours pendant lesquels furent faites les observations.

Le même diagramme nous permet de faire la comparaison entre les indications de deux appareils fonctionnant simultanément dans les mêmes conditions.

Si nous tenons compte de la complexité du phénomène étudié, sur lequel influe, comme on sait, l'appareil de mesure lui-même, nous devons conclure que *les deux appareils suivent avec une concordance suffisante les variations de la radiation pénétrante dans l'atmosphère.*

Pour voir quelle portion de l'ionisation observée peut s'attribuer aux radiations provenant de l'extérieur, il fallait réduire autant que possible l'action des agents extérieurs et à cette fin les deux appareils furent placés en divers endroits, et protégés par d'épaisses parois de plomb. Ils furent exposés à l'air de la mer et sur le lac de Bracciano à distance suffisante du bord pour exclure totalement l'action du sol par l'absorption de la couche d'air interposée et sur une profondeur d'eau suffisante pour éliminer complètement l'action du fond. De plus l'appareil A fut immergé dans les eaux du lac de Bracciano. Avec les couches absorbantes on n'a pas réussi à réduire l'ionisation interne au-dessous des valeurs les plus petites obtenues dans la série des expériences faites à la surface de la mer.

Le minimum de $\Delta v = \Delta v_1$, obtenu sur mer avec l'appareil A, fut de $5{,}5v$, ce qui équivaut à 4,7 ions par cm³ et par seconde. L'appareil B a donné le minimum de $10{,}7v$ ou 11,0 ions.

Nous pouvons donc dire que les parois de l'appareil A engendrent par elles-mêmes tout au plus 4,7 ions par seconde et par cm³ d'air contenu à l'intérieur de l'appareil, celle de l'appareil B tout au plus 11. Les différences entre les résultats des observations isolées et les nombres ci-dessus peuvent être attribuées à l'action des radiations pénétrantes γ provenant de l'extérieur et à l'action des radiations secondaires suscitées par les premières sur les parois de l'appareil.

Des expériences faites dans le jardin de l'Académie, il résulte que l'appareil donne un minimum de 6,5 ions, un maximum de 16,6 et une moyenne de 11,6 par cm³ et par seconde. Retranchant les 4,7 ions que nous supposons dus aux parois, on a pour l'appareil A sur le terrain :

Minimum : 1,8 ions par cm³ et par seconde;
Maximum : 11,9.
Moyenne : 6,9.

et pour l'appareil B également sur le terrain :

Minimum : 3,6 ions par cm³ et par seconde;
Maximum : 25,8.
Moyenne : 14,1.

On voit que pour le premier appareil les oscillations des valeurs de la radiation pénétrante sur le terrain sont telles que le minimum est les 26 % de la moyenne, et le maximum les 172 % de la même moyenne.

Pour le second appareil le minimum représente 25 % de la valeur moyenne et le maximum 169 %.

Nous pouvons donc conclure que *les deux appareils fonctionnant simultanément sur le terrain nous ont donné chacun dans les valeurs de la radiation pénétrante des oscillations qui sont avec une grande approximation de la même grandeur.*

Observations faites sur la mer.

Avec l'un des appareils (l'appareil B), on a continué les observations dans le jardin de l'Académie. L'autre (A) fut hissé à bord d'un canot de la marine et mis à l'abri de la radiation directe du soleil. Le canot fut ancré à plus de 300 mètres du rivage, distance à laquelle la radiation provenant de la terre ferme était réduite à une fraction inférieure à 4 pour 100[1]; et,

1. K. Kurz, *Phys. Zeitschr.*, 10 (1909) 852.

comme on peut admettre pour le mouillage la profondeur de la mer dépassant 4 mètres, les radiations venant du fond étant totalement absorbées[1].

Pour cette première série d'observations on a employé 2 appareils entre le 5 et le 19 août. A cause de circonstances inévitables, spécialement à cause du mauvais temps, on a dû suspendre les expériences pendant quelques jours.

Le résultat de cette série d'observations est que l'appareil A a donné un minimum de 4,7 ions, un maximum de 15,2 et une moyenne de 8,9.

Il faut que nous considérons ce minimum de 4,7 comme entièrement dû aux parois, nous trouvons que :

a sur mer appareil A { minimum très faible, maximum de 10,5 ions, moyenne de 4,2 »

tandis que :

a' sur terre appareil A { minimum de 1,8 », maximum de 11,9 », moyenne de 6,6 »

où l'on a tenu compte de toutes les observations faites à terre avec l'appareil A. La moyenne l'appareil A nous donne sur mer 2,4 ions de moins que sur terre.

Nous pouvons faire la comparaison entre la grandeur des oscillations trouvées sur mer et celles des oscillations trouvées sur terre pendant le même temps avec l'appareil B.

Celui-ci nous a donné dans la période du 5 au 19 août :

a' à B à terre { minimum de 7,8 ions, maximum de 19,9 », moyenne de 12,8 »

Considérant ensemble les données a et a' nous voyons que la valeur maxima obtenue sur mer est [illegible] de la moyenne. La valeur maxima obtenue simultanément à terre 155 [illegible] de la moyenne.

Conclusion : tandis que les deux appareils indiquaient à terre des oscillations égales de la radiation pénétrante, maintenant l'appareil A fonctionnant sur mer nous révèle des oscillations nettement supérieures à celles qui sont fournies dans le même temps à terre par l'appareil B.

Du 20 au 26 août les appareils furent changés de position : B fut porté en mer et A dans le jardin de l'Académie.

L'appareil B en mer nous a donné un minimum de 11,0 ions, un maximum de 26 et une moyenne de 16,5 [illegible] dans l'hypothèse que 11 [illegible] dû à l'appareil [illegible] nous trouvons que :

b sur mer avec l'appareil B { Minimum très faible, maximum de [illegible], moyenne de 8,4 »

tandis que :

a sur terre avec l'appareil B { minimum de 5,6 ions, maximum de 25,8 », moyenne de 15,4 »

tenant compte ici encore de toutes les observations faites à terre avec B.

En moyenne l'appareil B nous fournit à terre 5 ions de plus que sur mer.

Pour les données obtenues sur terre ferme du 20 au 26 août :

b' à terre { minimum de 5,0 ions, maximum de 10,0, moyenne de 6,4 »

Considérant ensemble les données b et b' on voit que le maximum obtenu sur mer est 178 % de la valeur moyenne, le maximum obtenu dans le même temps à terre étant 172 % de la moyenne correspondante. Cette seconde série d'expériences nous indique que sur mer la radiation pénétrante subit des oscillations qui sont au moins du même ordre de grandeur que sur terre.

Touchant *l'allure du phénomène sur mer et sur terre* j'observe que, quand les deux appareils fonctionnent à terre dans les mêmes conditions, la figure 1 nous révèle pour les deux la même allure de la radiation pénétrante dans les dix jours d'observation, et il serait du plus grand intérêt de comparer l'allure du phénomène sur terre et sur mer; il suffirait pour cela de confronter la série d'observations faites sur mer avec celle qui a été faite à terre pendant le même temps. Mais il est évident que dans les phénomènes de cette nature, pour pouvoir se prononcer sur l'existence d'une analogie d'allure plus ou moins grande, il faut une longue série de mesures; et cela pour réduire dans l'ensemble au minimum les erreurs provenant des influences locales inévitables, mais qui peuvent être déterminées par beaucoup de causes occasionnelles. Les vents qui peuvent transporter au voisinage des appareils des quantités variables de matière active, la disposition des instruments, l'action des supports et des abris peuvent être autant de causes d'erreurs. Sur mer, à distance convenable du bord, ces causes d'erreur peuvent être moindres, en tout cas il faudrait, pour faire une comparaison, une période de temps plus longue que celles durant laquelle j'ai pu expérimenter.

J'ai toutefois construit le diagramme des observations faites en mer avec l'appareil A et à terre avec B, la première et la plus longue série de mesures faites simultanément en mer et sur terre du 5 au 19 août. Le diagramme de la fig. 2 a été construit en prenant les valeurs moyennes pour chaque heure. Si l'on excepte la valeur très élevée obtenue entre 7 heures et 8 heures du matin à terre avec l'appareil B, on

[1] [illegible] Mai [illegible]

aperçoit dans le reste des deux lignes une certaine analogie. Mais je répète que, pour décider cette question, une série d'observations plus longues est nécessaire.

Nous voulons maintenant présenter une considération destinée à nous orienter en quelque façon sur le

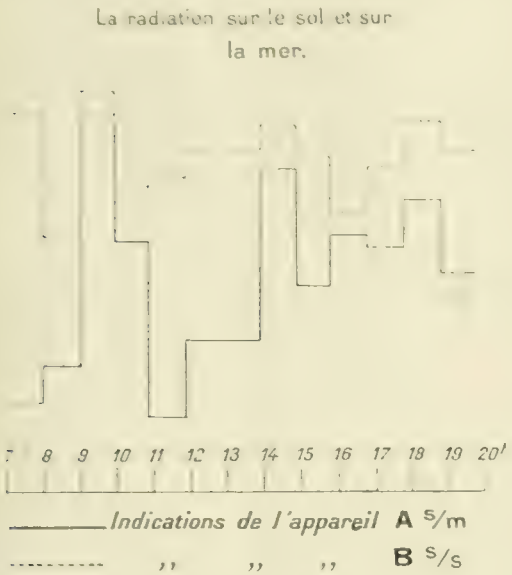


Fig. 2.

siège de la cause des oscillations notables observées à la surface de la mer. La radiation observée sur mer, pour autant qu'on la connaît, ne peut être attribuée qu'aux produits actifs présents dans l'air et aux produits de désintégration des émanations radioactives contenues dans la mer, produits dont l'action à la surface pourrait, comme l'a remarqué Kurz[1], être d'autant plus sensible que le dégagement d'émanation serait plus favorisé par la houle. Des observations individuelles que nous avons faites, nous devons conclure qu'il n'y a aucune relation entre l'état de la mer et la valeur de la radiation pénétrante; *nous n'avons donc aucun élément pour attribuer les oscillations de cette grandeur aux produits de désintégration des émanations radioactives libérées dans la mer par l'effet de la houle.*

A propos de ce résultat, il convient de rappeler un autre résultat obtenu par moi dans le golfe de Gênes[2], lorsque, étudiant l'ionisation de l'air libre sur mer, j'ai trouvé que souvent l'ionisation était relativement faible quand la mer était agitée.

Pendant les journées d'expérience, les vents prédominants soufflaient de l'ouest, c'est-à-dire de la mer; il y eut pourtant aussi des observations faites par vent de terre.

L'examen des résultats montre seulement que par vent de terre faible ou très faible, il y a prédominance de valeurs de la radiation pénétrante inférieure à la moyenne, et qu'avec des vents de mer modérés il y a également prédominance de valeurs inférieures à la moyenne.

Notons qu'on n'a pas fait d'observations par vent fort. De plus, dans les intervalles pendant lesquels on n'a pu expérimenter à cause des perturbations atmosphériques, on a eu souvent des vents de mer violents. Parfois les observations ont commencé quelques heures ou même quelques instants après cessation du vent de mer violent, et l'on peut penser que dans ces conditions les propriétés physiques de l'air, au moins sur mer, doivent se ressentir pendant un certain temps des conditions déterminées par les vents qui ont soufflé avec violence dans la période précédente.

Pour décider s'il existe sur mer, à une certaine distance du rivage, une différence d'action qui se rattache aux différences d'orientation et de vitesse du vent, il faudrait donc une longue série de mesures.

Résumé.

1. Le nombre des ions dus à la radiation pénétrante sur mer est estimé les 2/3 de celui qu'on rencontre sur terre ferme, et ce rapport a été obtenu d'une façon concordante avec deux appareils différents.

2. Dans les conditions expérimentales décrites au cours de ce travail et selon les indications fournies par l'appareil B, dont les parois ont une épaisseur convenable pour laisser passage à la grande majorité des radiations très pénétrantes, sur mer le nombre d'ions engendrés par cette radiation par cm^3 et par seconde, est inférieur de 5 ions à la valeur moyenne observée sur terre ferme. On a pris pour la charge de l'ion la valeur nouvelle corrigée $e = 4,65 . 10^{-10}$ U. E. S.

3. La radiation pénétrante sur mer, à une distance de plus de 300 mètres du rivage et avec une profondeur d'eau supérieure à 4 mètres, dans des conditions qui permettent de négliger les radiations venant de la terre, subit des oscillations qui sont au moins du même ordre de grandeur que celles qu'on observe dans le même temps à terre.

4. Comme il ne paraît exister aucune relation entre l'état de la mer et l'action des valeurs du rayonnement γ, nous ne pouvons attribuer les oscillations de ce rayonnement aux produits de désintégration des émanations qui pourraient éventuellement être libérées des eaux avec plus ou moins de facilité, selon l'intensité de la houle.

5. Durant les expériences, les vents qui soufflaient étaient généralement faibles et venaient de la mer; les données recueillies ne permettent pas d'établir s'il existe ou non une relation entre la radiation pénétrante et la vitesse et l'orientation du vent.

Ces résultats s'accordent avec ceux qui ont été

1. K. Kurz, *Abh. d. k. Bayer. Akad. d. Wiss.*, **25** 1909 1.
2. D. Pacini, *Nuovo Cimento*, **15** 1908, 18.

obtenus par l'auteur à Sestola et postérieurement par M. [illegible] dans l'air à la surface de la mer comme sur les roches de l'Apennin, près de Modène, j'ai constaté que la radiation pénétrante peut subir d'amples oscillations, passant de valeurs relativement [illegible] à des valeurs si petites qu'on doit les attribuer presque totalement à l'action des parois de l'appareil. Les grandes oscillations se rencontrent donc à la fois sur les roches des montagnes, dans l'air de la mer, et sur le sol ordinaire où pourtant l'ionisation de l'air produite par la radiation pénétrante est plus grande à cause de l'action directe des substances actives du sol.

Le nombre des ions dus à la radiation pénétrante sur mer étant les 2/3 de celui qu'on observe sur terre ferme, on s'explique les valeurs relativement élevées de l'ionisation de la libre atmosphère à la surface de la mer[1]. Une grave question reste ouverte, par suite du fait que nos connaissances touchant la quantité des substances actives contenues dans l'eau de la mer et dans l'air ne nous permettent pas de nous expliquer les valeurs élevées trouvées par l'expérience pour la radiation pénétrante sur mer[1], ni sur le continent (expériences de Gockel en ballon[2] et de Wulf sur la Tour Eiffel[3]) à une hauteur suffisante pour qu'on puisse négliger l'action directe des substances actives contenues dans le sol. D'ailleurs les résultats précédents semblent montrer *qu'une partie appréciable de la radiation pénétrante présente dans l'air, particulièrement celle qui est sujette à des oscillations notables, a une origine indépendante de l'action directe des substances actives contenues dans les couches supérieures de la croûte terrestre.*

[illegible], le 2 Avril 1911.

Traduit par [illegible].

1. [illegible] 15 [illegible]

1. A. S. Eve, *Phil. Mag. and Atm. Elect.* 1910 [illegible] D. Pacini, *Nuovo Cimento*, 1910, 459.
2. A. Gockel, *Phys. Zeitsch.* 1910, 280.
3. Th. Wulf, *Phys. Zeitsch.* 1910, 811.

Effet de la lumière sur l'isolement par le soufre[1]

Par F. W. BATES

[illegible]

Dans une série d'expériences sur l'ionisation de l'air en vase clos, l'auteur s'est servi d'un électroscope dans lequel le dispositif à feuille était supporté par des [illegible] en soufre. Quand on a voulu [illegible] l'instrument, on a constaté dans la déperdition de grandes variations, qui semblaient dépendre de l'intensité de la lumière tombant sur le support de la feuille. On a entrepris alors une série d'expériences dans le but de rechercher si une relation définie de cette nature n'existait pas.

On a trouvé que la fuite moyenne pendant le jour était plus grande que la fuite moyenne pendant la nuit; que le soleil brillant tombant sur l'isolant augmentait [illegible] la fuite, alors qu'une suppression même partielle de la lumière diminuait cette fuite d'une façon sensible. En interceptant certains rayons solaires au moyen de verres bleu cobalt ou rouges, on diminuait beaucoup la fuite et par suppression totale de la lumière sur l'isolant, la fuite pendant le jour [illegible] à la même valeur que la nuit.

L'hypothèse que cette variation de fuite était due à un changement rapide et brusque de la valeur de l'ionisation de l'air dans le récipient a été tout d'abord [illegible] en soufre, on obtenait un accroissement important de la fuite, quoiqu'il n'y eut pas plus de soleil pénétrant dans l'électroscope qu'auparavant. L'hypothèse que le soufre est affecté par la lumière solaire à peu près de la même manière que le zinc l'est sous l'influence de la lumière ultra-violette a été aussi délaissée, car on a trouvé que les charges positives et négatives étaient dispersées également vite dans les mêmes conditions. On a construit un électroscope avec un anneau de garde autour de l'isolant en soufre qui était disposé à l'extérieur de la boîte et était ainsi complètement exposé à la lumière.

Dans le jour, quand l'anneau de garde et la feuille portaient des charges de signes contraires, la feuille perdait sa charge et finalement prenait une charge de même signe que l'anneau de garde; mais quand l'anneau de garde et la feuille portaient la même espèce de charge, la charge de la feuille augmentait si elle était initialement moindre que celle de l'anneau et diminuait si elle était au début plus grande. D'autre part, pendant la nuit, l'une ou l'autre charge abandonnait la feuille, même lorsque l'anneau de garde était chargé, ce qui était dû sans aucun doute à l'ionisation de l'air dans le vase.

La conclusion est que le soufre en présence de

1. [illegible]

lumière devient, à un faible degré, conducteur de l'électricité, et plus grande est l'intensité de la lumière, plus grande est la conductibilité. En second lieu, la faute due à l'ionisation est moindre que celle due à l'accroissement de la conductibilité du soufre, exposé même à la lumière ordinaire du jour. Il est donc nécessaire de prendre un grand soin, quand on mesure de petites variations de charges électriques, avec des appareils isolés au soufre, à ce que la lumière ne tombe pas sur l'isolant.

Une série de recherches préliminaires, dans lesquelles on a expérimenté l'ambre et l'ébonite comme isolants, a montré un léger accroissement de la conductibilité de l'ébonite soumis à une forte radiation solaire; mais l'ambre n'a pas présenté cet effet. L'importance de l'action de la lumière sur l'isolement est si grande que l'auteur se propose d'étudier complètement ces isolants et d'autres matières de façon à voir si ce phénomène est général et aussi à découvrir, s'il est possible, la nature exacte du changement produit par la lumière sur le soufre.

(Manuscrit reçu le 1er août 1911.)

ANALYSES

Radioactivité

Sur la radioactivité comme propriété générale des corps. — **Wulf T.** [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911), 497-500]. — L'auteur a classé les éléments chimiques d'après la valeur de la partie fractionnaire que donne le reste de la division de leur poids atomique par 4. Voici le tableau auquel il arrive :

Fraction décimale.	0 à 0,1	0,1 à 0,2	0,2 à 0,3	0,3 à 0,4	0,4 à 0,5	0,5 à 0,6	0,6 à 0,7	0,7 à 0,8	0,8 à 0,9
Des 25 premiers éléments	11	0	2	0	0	1	0	9	1
Des 57 autres	9	7	3	6	2	3	6	11	6
De tous les éléments	20	7	5	6	2	4	6	20	7

Il y a donc une prédominance marquée des poids atomiques de la forme $4n$ et $4n + 1$ et de ceux-là seulement. M. Wulf pense que la première série dérive du thorium et la seconde de l'uranium et du radium. Le rôle essentiel que joueraient dans la constitution de la matière l'atome d'hélium et l'atome d'hydrogène serait bien d'accord avec l'hypothèse célèbre de Rutherford sur la nature des particules α.

Léon Brock.

Sur la nature complexe du radium C. — **Fajan (K.)** *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911), 369-377. — O. Hahn et L. Meitner ont démontré que le radium C, donne, par la méthode du recul, des dépôts actifs dont la décroissance est plus rapide que celle de n'importe quel corps connu de la famille du radium. Ils en ont conclu qu'entre le radium B et le radium D il y a, non pas un seul élément de période 19,5 minutes (radium C), mais au moins deux éléments : le radium C_1 de période 19,5 minutes et après lui le radium C_2 de période comprise entre 1 et 2,5 minutes. La chute initiale des activités obtenues semblait plus rapide quand on faisait les mesures très peu de temps après l'exposition. O. Hahn et L. Meitner ont émis l'hypothèse que le radium C_2 pouvait lui-même être complexe et comporter deux produits successifs, l'un dont la période serait de quelques secondes, l'autre dont la période serait de 2,25 minutes. Cette manière de voir serait en accord avec la théorie d'après laquelle tout corps radioactif simple émet un seul rayonnement homogène; en effet le rayonnement du radium C se compose d'un rayonnement α, d'un rayonnement β complexe décomposé par H. W. Schmidt en deux faisceaux homogènes, enfin d'un rayonnement γ. Le radium C_1 émettrait des rayons β, comme le suggère le fait qu'il fournit par la méthode du recul des quantités de radium C_2 excessivement petites; les rayons α et β restants se partageraient entre les radium C_2 et C_3; on ne sait encore rien sur le corps qui émet le rayonnement γ.

Pour contrôler les résultats expérimentaux et vérifier les hypothèses de Hahn et Meitner, l'auteur a repris des expériences d'activation par la méthode du recul, en employant des substances de grande activité. Disons tout de suite qu'il confirme les résultats ci-dessus en ce sens qu'il démontre expérimentalement l'existence d'un produit nouveau à courte durée, le radium C_2, dont la période est égale à 1,4 minute. Par contre, M. Fajan n'a pu déceler avec certitude aucun autre produit nouveau.

Il a également été contraint de reconnaître l'inexactitude des hypothèses de Hahn et Meitner en ce qui concerne la répartition des divers rayonnements. Les difficultés qu'il a rencontrées ne peuvent se résoudre, semble-t-il, qu'en faisant une hypothèse déjà maintes fois proposée par les théoriciens de la radioactivité mais dont on n'avait pas eu jusqu'ici à faire d'application pratique : le radium C_1 (19,5 minutes) se décomposerait *simultanément* en radium C_2 (1,4 minutes) et en radium D. Il y aurait donc bifurcation dans la série des transformations radioactives de la famille du radium et la généalogie de cette famille devrait se représenter par le schéma suivant :

$$\begin{array}{l} \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \rightarrow \mathrm{Ra}\,C_2 \\ \mathrm{Ra} \rightarrow \mathrm{Em} \rightarrow \mathrm{Ra}\,A \rightarrow \mathrm{Ra}\,B \rightarrow \mathrm{Ra}\,C_1 \\ \qquad\qquad\qquad\qquad\qquad\qquad \rightarrow \mathrm{Ra}\,D \rightarrow \mathrm{Ra}\,E \rightarrow \mathrm{Ra}\,F \end{array}$$

La matière première dont s'est servi M. Fajan est le radium C préparé sur lame de nickel par la méthode électrolytique de v. Lerch. Ce radium C était exempt de radium B à 0,5 pour mille près. On plaçait la lame de nickel à 0,5 mm. de distance d'une seconde lame destinée à recueillir le dépôt actif. Le temps d'exposition variait de 1 à 15 minutes. Les divers rayonnements émis par la lame active étaient mesurés avec un électroscope approprié. La loi de décroissance de l'activité était figurée, comme d'ordinaire, par une courbe en coordonnées logarithmiques.

[illegible] leur partie initiale, qui devient rigoureusement rectiligne : [illegible] radium C_2 [illegible] rayons [illegible] mesure d'une [illegible] [illegible] 0,57 [illegible] 0,62 [illegible]. Le radium C_2, comme on [illegible] [illegible] des rayons β. Les corps que [illegible] radium C_1 et qui [illegible] du radium C_2 [illegible] 100 fois [illegible] [illegible] que ce corps était déjà présent sur la lame au début des mesures.

Le coefficient d'absorption des rayons β du radium C_2 a [illegible] rayons β du radium C [illegible] l'absorption des rayons par des [illegible] [illegible] Les résultats [illegible] suivant : à l'ordre de précision des expériences, le coefficient d'absorption des rayons β du radium C_2 dans l'aluminium est le [illegible] des rayons β du radium C. Des expériences plus précises seront faites pour voir si le résultat est rigoureux. Mais il est d'ores et déjà certain que le rayonnement β du radium C_2 ne peut s'identifier avec celui des deux faisceaux homogènes en lesquels H. W. Schmidt a décomposé [illegible] du radium C. Si donc on veut maintenir la loi d'après laquelle tout corps simple possède un rayonnement simple, il y a lieu de supposer que le radium C_2 est lui-même de nature complexe.

C'est un fait général que la méthode du recul donne des rendements élevés (50 pour 100) lorsqu'il s'agit de corps à [illegible] (faibles) [illegible] pour 1000 [illegible] [illegible] M. [illegible] radium C_2 [illegible] par le radium [illegible] 10^{-3} environ, il y a donc lieu de penser que le radium C_2 émet- [illegible] C_2 qui [illegible] les divers faits expérimentaux qu'en admettant la désintégration du radium C_2 suivant deux directions à la fois : il y aurait simultanément production du radium C_3 avec rayonnement et production de radium D avec rayonnement [illegible] fait qu'on peut obtenir du radium D par la méthode du [illegible] [illegible] il faut reconnaître comme définitivement exacte cette bifurcation dans la série des transformations radioactives. Au cas où il en serait bien ainsi, on voit les importantes [illegible] radium C_2 se transforme respectivement en radium C_3 et [illegible] radium C_3 ? N'est-il pas possible que ce soit l'actinium ?

[illegible]

Recul du radium C dans le vide. — Fajan (K.) Mickowski (W.) [illegible] 12 [illegible] — [illegible] radium [illegible] [illegible] 1,1000 [illegible] [illegible] 100 [illegible] [illegible] radium C_2 [illegible] radium C_3 [illegible] 1,4 [illegible] radium C_2 [illegible] radium C_3 [illegible] radium C_2 d'une activité assez grande pour que les courbes d'absorption β puissent être tracées avec exactitude; elles cessent alors d'être rigoureusement exponentielles pour [illegible] des courbes données par le radium C. Les auteurs inclinent à penser qu'il y a volatilisation partielle de ce dernier produit.

Léon Bloch.

Existence de rayons β du radium D. — Baeyer (O. v.). Hahn (O.) et Meitner (L.) *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 378-379. — Dans la série des substances radioactives, il y en a quelques-unes qui sont désignées comme « sans rayons » (rayless). Dans l'état actuel de nos connaissances ce sont le radium D, le mésothorium 1 et l'actinium. Ces substances ne possèdent aucun rayonnement décelable à l'électroscope. Il était naturel de rechercher si elles possèdent un rayonnement actif au point de vue photographique, l'expérience ayant montré que le rayonnement β du thorium X, inappréciable à l'électroscope, impressionne facilement la plaque photographique.

Partant de cette idée, les auteurs ont étudié le radium D. La préparation, un mélange de Radium D + E + F, était placée dans une fente de verre de 0,2 mm d'épaisseur et l'exposition se faisait dans le champ magnétique.

Le cliché joint au mémoire fait voir les rayons α non déviés, suivis d'une bande très estompée, et à une grande distance deux bandes nettement séparées permettant de conclure à l'existence d'un rayonnement β très mou.

Les rayons α proviennent d'une faible teneur en polonium : la plus grande partie du polonium avait été séparée lors de la préparation du radium D. La bande estompée faiblement déviée appartient aux rayons β du radium E, tandis que les deux bandes fortement déviées appartiennent au radium D. Elles ne peuvent appartenir au radium E, car de nombreux clichés faits sur le radium E seul ne présentent que la bande estompée.

Les valeurs de Hρ pour les deux bandes du radium D sont 686 et 550. Ces nombres correspondent à des vitesses [illegible] 0,57 et 0,51 [illegible] ordinaires.

L'existence des rayons β du radium D réduit à deux sur [illegible] de rayons.

Léon Bloch.

Sur l'influence des acides et des sels sur la quantité d'émanation dégagée d'une solution de radium. — Eve (A. S.) et McIntosh (D.) *Proc. Roy. Soc. Canada*, **4** (1910) 67-68. — La quantité d'émanation dégagée d'une solution en contenant une quantité déterminée peut dans certains cas être inférieure à la quantité réellement présente. Les auteurs ont pris 5 cm³ d'une solution étalon de bromure de radium qu'il ont diluée avec 1,220 cm³ d'eau; après agitation ils ont fait six parts [illegible] 0,78 [illegible] 10^{-6} gramme de radium et une trace de HCl provenant de la solution étalon. Deux de ces solutions étaient conservées comme témoins; dans chacune des autres on a ajouté : dans la première, 1 goutte de SO^4H^2; dans la seconde, [illegible] SO^4H^2 [illegible] 10 [illegible] 10^{-6} [illegible] 1 [illegible] SO^4H^2 [illegible] 1 [illegible] SO^4H^2. Les composés contenant les solutions ayant été scellées, on laissait accumuler l'émanation pendant 1 mois, puis on faisait la mesure [illegible] que l'addition de SO^4H^2 ne réduit la quantité d'émanation dégagée [illegible] 1,3 [illegible] 100) [illegible] que le quart de la quantité présente; enfin le chlorure de baryum additionné de SO^4H^2 ne donne que 1/8 de la quan-

lite présente. Cela semble montrer que SO^4Ba précipité retient le radium et empêche ainsi l'émanation de se dégager.

Il faudra donc prendre des précautions spéciales quand on cherchera à déceler de petites quantités de radium, et que le traitement exigera l'emploi de sels de baryum.

G. Dunoyer.

Actions des champs électrique et magnétique sur la charge spontanée du polonium et pouvoir de pénétration des rayons δ. — Hauser (F.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 466-476]. — 1. Quand la lame de polonium est chargée négativement et qu'aucun champ magnétique n'agit, la vitesse de charge spontanée reste la même qu'en l'absence de champ électrique. Le nombre des particules δ qui quittent la lame est donc indépendant de la tension.

2. Quand la lame est chargée négativement, les rayons δ sont rappelés vers la lame, ils sont peu à peu freinés par le champ électrique et contraints à revenir en arrière. Ces propriétés des rayons δ rappellent de très près celles qu'a observées Lenard sur les rayons cathodiques lents de l'effet photo-électrique.

3. Un corps radioactif parfaitement isolé se charge jusqu'au potentiel $\pm E$ qui correspond au rapport $\mp \frac{e}{m}$ et à la vitesse v des rayons émis en plus grande abondance, et cela conformément à l'équation :

$$eE = \frac{1}{2} mv^2$$

4. L'expression $\frac{mv^2}{e}$ relative aux rayons secondaires produits par les rayons α sur le laiton n'est certainement pas supérieure à ce qu'elle est pour les rayons δ.

5. La charge + prise spontanément par le polonium en dehors du champ magnétique est égale et de signe contraire à celle qui est transportée par les rayons δ. La charge — que l'on constate dans les champs magnétiques intenses, capables de retenir toutes les particules β, est égale et de signe contraire à celle qui est transportée par les rayons.

6. Avec la lame de polonium utilisée, on avait 60 particules δ pour une particule α. Les rayons secondaires produits sur le laiton comportaient 17 particules pour une particule α.

7. Le pouvoir de pénétration des rayons δ est 7 à 11 fois moindre que celui des rayons α.

8. Quand on recouvrait le polonium d'une feuille d'aluminium, on avait, au plus, 20 particules secondaires pour une particule α.

9. Le nombre des particules δ émises par le polonium est, comme on pouvait s'y attendre, indépendant de la pression.

Léon Bloch.

Électronique

Sur l'amortissement des vibrations d'une sphère diélectrique, et sur le rayonnement émis par un électron vibrant. — Nicholson (J. W.) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 458-446]. — Cette note fait suite à deux autres, publiées récemment, dans lesquelles on avait examiné le mouvement d'une sphère chargée, conductrice ou diélectrique, sous l'action d'une force électromagnétique ou mécanique. Dans la théorie de Lorentz, on représente un électron comme une sphère douée des propriétés d'un conducteur; mais dans ce cas, si l'on veut admettre que toute la masse d'un électron est de nature électromagnétique, on aboutit, ainsi que le fait voir l'auteur, à certaines difficultés qui ne se présentent plus lorsque l'électron est considéré comme constitué par un diélectrique; il faut seulement dans ce cas, pour conserver les expressions habituelles de la masse électromagnétique, supposer que ce diélectrique possède un pouvoir inducteur spécifique K extrêmement grand. Dans cette note, l'auteur résout par approximation l'équation qui représente les vibrations propres d'une sphère diélectrique chargée. La période et l'amortissement de ces vibrations dépendront de la valeur de K qu'on assignera à la sphère; l'auteur calcule les valeurs qu'on doit avoir pour que la période de la sphère soit de l'ordre de celles des vibrations lumineuses visibles; ces valeurs dépendent du diamètre a de la sphère. En connaissant K, on peut calculer l'amortissement des vibrations. Par exemple si $a = 10^{-8}$ cm. (dimensions d'un atome), on trouve $K = 10^6$, et l'amortissement se trouve être très rapide, de sorte que la sphère suivra passivement une force périodique extérieure; au contraire, dans le cas des dimensions qu'on attribue généralement à un électron ($a = 10^{-13}$ cm.), $K = 10^{16}$, et l'amortissement sera presque négligeable; il faudra toujours tenir compte des vibrations propres du système, et une force constante agissant sur l'électron ne produira pas une accélération constante. Ce résultat est appliqué au travail de Walker[1], dans lequel ce dernier a tenté d'expliquer l'absorption sélective par l'amortissement des vibrations de sphères analogues; cette théorie est mise en doute par les résultats de l'auteur.

L. Kolowrat.

Application de la thermodynamique à la théorie électronique de la thermo-électricité. — Krüger (F.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 560-568]. — Ce mémoire corrige sur un point important celui que l'auteur a déjà publié, touchant la même question. Il constitue un exposé simple, mais complet, de la théorie électronique des phénomènes thermoélectriques. M. Krüger se fonde sur certains faits expérimentaux et sur des hypothèses cinétiques (interprétées dans le langage thermodynamique) qui paraissent très acceptables. Il arrive à un système de formules parfaitement cohérentes entre elles et qui se concilient très aisément avec celles de H. A. Lorentz et de K. Bædeker. L'expérience décidera si ce système est une expression suffisante de la réalité. Il nous semble déjà très important d'avoir abouti, dans une question aussi confuse, à une explication exempte de toute contradiction interne.

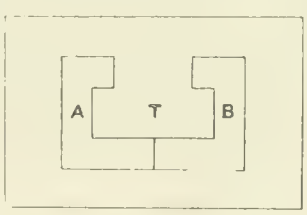


Fig. 1.

M. Krüger commence par calculer la différence de potentiel de contact vraie entre deux métaux A et B. Il suppose ces deux métaux placés dans le vide à une température constante T (voy. fig. 1). Il admet que dans ces conditions, ainsi que le montrent les expériences de Greinacher et d'autres, la différence de potentiel apparente est égale à la différence de potentiel vraie, en d'autres termes, que le circuit métal A — vide — métal B — métal A obéit à la loi de Volta. Appelant alors P_A, P_B, p, les pressions des élec-

1. Walker. *Phil. Trans.*, **210** (1910) 145.

[illegible] dans le vide, au [illegible] [illegible] la théorie classique de Nernst :

$$E_A = RT \frac{P_A}{p} \qquad (1)$$

$$E_B = RT \frac{P_B}{p} \qquad (2)$$

$$E = E_A - E_B = RT \frac{P_A}{P_B} \qquad (3)$$

La variation de E avec la température s'obtient en prenant la dérivée de l'équation précédente et en utilisant la formule de Clapeyron. Cela permet d'écrire :

$$\frac{d\log P_A}{dT} = \frac{\varepsilon_A}{RT^2} \qquad (4)$$

$$\frac{d\log P_B}{dT} = \frac{\varepsilon_B}{RT^2} \qquad (5)$$

$$\frac{dE}{dT} = \frac{E}{T} = \frac{\varepsilon_A - \varepsilon_B}{T} = \frac{E}{T} \qquad (6)$$

ε_A et ε_B représentent les chaleurs latentes de [illegible] [illegible] équivalent [illegible] d'électrons au sens des [illegible] A et B. Or [illegible] chaleurs se composent de deux termes :

$$\varepsilon_A = \varepsilon_{A_1} + \varepsilon_{A_2} \qquad (7)$$

$$\varepsilon_B = \varepsilon_{B_1} + \varepsilon_{B_2} \qquad (8)$$

où ε_{A_1} et ε_{B_1} sont les chaleurs de dissociation, les ε_{A_2} et ε_{B_2} les chaleurs des opérations purement dites (ce dernier est analogue à celui du [illegible] carbonate de potassium). La chaleur ε qui intervient dans la formule de Kelvin [illegible] nous avons introduit la chaleur de Peltier π, en [illegible] que cette chaleur est [illegible] par un équivalent [illegible] *libres*, il faudra poser naturellement :

$$\pi = E + \varepsilon_{A_1} - \varepsilon_{B_1} \qquad (9)$$

[illegible]

Si maintenant nous appelons E la force thermo-électrique [illegible] et si nous tenons compte de la formule de Kelvin, déduite des principes de la thermodynamique, savoir :

$$dH = \frac{dT}{T} \qquad (10)$$

nous voyons maintenant qu'on a l'identité :

$$\varepsilon_A = \varepsilon_B + \varepsilon_{A_1} - \varepsilon_{B_1} \qquad (11)$$

[illegible] $\frac{dT}{T}$ [illegible] (12)

[illegible] dE [illegible] qui correspond à [illegible] Thomson.

[illegible] la formule (11) [illegible] par Lippmann que [illegible] le principe de Carnot [illegible] dans le cadre A [illegible] (Clausius). Le nombre [illegible] de température T [illegible] dH [illegible] T [illegible] ε_A et ε_B [illegible] ε_{A_1} et ε_{B_1} les chaleurs spécifiques des électrons libres et liés (ces grandeurs sont distinctes de [illegible] chaleur spécifique de l'électricité d'après Thomson), le principe de Carnot donne la relation

$$\frac{d\varepsilon_A}{dT} - \frac{\varepsilon_A}{T} - \frac{dE_A}{dT} = \varepsilon_{A_1} - \varepsilon_{A_2} = 0 \qquad (13)$$

et le principe de l'équivalence la relation suivante :

$$\frac{d\varepsilon_B}{dT} = \varepsilon_{B_2} \qquad (14)$$

La formule (12) s'en suit évidemment.

La relation (11) nous apprend que la force électromotrice totale est la somme des forces électromotrices de contact et des forces électromotrices Thomson. Chacune de celles-ci est corrélative d'un effet calorifique. Mais l'effet Peltier et l'effet Thomson sont chacun la somme de deux termes, celui dont il vient d'être parlé, qui est d'origine électrique, l'autre d'origine purement thermique. On a :

$$dE = dH - \frac{d\varepsilon_A - \varepsilon_B}{dT} dT \qquad (15)$$

$$dW = dE - (\varepsilon_{A_1} - \varepsilon_{B_1}) dT \qquad (16)$$

Les formules (6), (12), (15) et (16) résument toute la théorie électronique de la thermo-électricité, elles élucident toutes les questions qu'on peut se poser relativement au siège des différentes forces électromotrices et à leur rapport avec les quantités de chaleur mises en jeu. C'est ainsi que la force électro-motrice Thomson est nulle seulement quand la chaleur de dissociation *totale* ε_{a_1} est nulle; si l'on n'annule que la partie dite *interne* de cette chaleur de dissociation ($\varepsilon_{a_1} - RT$), la force électromotrice Thomson subsiste, seulement elle est égale à la constante R et disparait en circuit formé de deux métaux. De même, s'il n'y a pas d'effet Thomson, cela ne signifie pas que la différence de potentiel soit nulle dans la chute de température, mais seulement qu'elle est compensée par le terme non électrique ε_A/T. De même encore, la chaleur de Peltier peut être nulle sans que la différence de potentiel de contact soit nulle; il y a simplement compensation entre E' et [illegible]

Pour comparer le calcul à l'expérience, il faudrait connaître un certain nombre de renseignements que l'expérience ne fournit pas tous. On mesure aisément dF, [illegible] dW, [illegible] $\frac{dW}{dT}$. Mais il faudrait connaître aussi [illegible] et $\varepsilon_{a_2} - \varepsilon_{b_2}$, ainsi que la variation de ces grandeurs avec la température. Les expériences de Richardson d'une part, les considérations théoriques de Kamerlingh-Onnes d'autre part, peuvent rendre [illegible] mais [illegible] les données obtenues de la suite ne se rapportent pas à la même température.

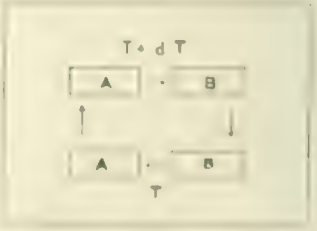


Fig. 2

Dans un travail ultérieur, nous montrerons que la théorie de k. Badeker se concilie [illegible] avec celle qui vient d'être exposée. k. Badeker a considéré un circuit [illegible] par [illegible] de la figure 2 où les soudures sont [illegible] à une température quelconque [illegible] T, [illegible] dT, la chute de température se produisant seulement dans le vide qui les sépare. Une telle pile thermo-électrique [illegible] mais la

théorie de Kruger conduit, dans ce cas, à des formules identiques à celle que trouve Bedeker.

Léon Bloch.

La chaleur développée par l'absorption des électrons dans différents métaux. — Richardson O. W. et Cooxe H. L. (Univ. de Princeton). [*Phil. Mag.*, 21 (1911) 404-410]. — Suite du mémoire analysé p. 85 du présent volume. Les expériences avaient été faites avec une lame de platine; on les a étendues maintenant à une série d'autres métaux usuels. La méthode opératoire est restée la même, sauf une modification dans la partie du montage qui sert à éliminer l'action du courant thermo-ionique sur le galvanomètre (fig. 1, p. 84). L'effet observé pour le platine existe pour tous les métaux examinés, et son ordre de grandeur est toujours le même: la quantité Φ qui mesure l'effet a varié entre 4,5 et 7,5 volts; les nombres individuels semblent se grouper autour de deux moyennes distinctes, égales à 5,5 et 7,1. Les résultats sont assez irréguliers, et il a été souvent impossible d'obtenir un même nombre deux fois de suite, en conservant toutes les conditions de l'expérience.

Il y a des raisons pour croire que ces irrégularités proviennent de variations dans l'état du filament d'osmium qui émet les ions thermiques. On constate en effet que l'émission thermo-ionique de l'osmium présente une espèce d'instabilité dans un certain intervalle de température; lorsqu'on élève celle-ci graduellement, l'émission augmente d'abord d'une façon régulière, puis subit une baisse brusque et considérable, pour se remettre enfin à augmenter suivant la même loi qu'auparavant. On peut donc penser que la grandeur de l'effet étudié est en réalité la même pour tous les métaux, et que les deux moyennes dont il a été question correspondent aux deux régions de température où l'émission de l'osmium est régulière; des expériences sont en train pour étudier le phénomène en détail.

On a vérifié aussi que les irrégularités observées ne pouvaient s'expliquer par de petites variations de la pression du gaz resté dans l'appareil, car en la faisant passer par exemple de 2 à 5 millièmes de mm., aucun changement ne s'est ensuivi dans le phénomène; or, les variations accidentelles ne sauraient dépasser des limites semblables.

L. Kolowrat.

Emission d'électrons par le potassium et le sodium chauffés et conductibilité des vapeurs de ces métaux. — Fredenhagen (K.) [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 398-408]. — Ce mémoire vient s'ajouter aux importantes recherches effectuées sur ce sujet par Richardson, J. J. Thomson, Fuchtbauer, etc. La principale question que s'est posée l'auteur est celle de décider s'il existe une conductibilité propre des vapeurs des métaux alcalins, indépendante de l'effet indirect produit par l'émission d'électrons à haute température. Le dispositif expérimental est très simple. Il consiste dans un tube de verre à électrode centrale au fond duquel on distille un peu de potassium ou de sodium. Le tube est chauffé électriquement à une température connue et on lit sur un galvanomètre sensible le courant qui passe du métal alcalin à l'électrode. Les phénomènes assez irréguliers et fortement unipolaires au début, deviennent constants au bout d'un certain temps quand la température est elle-même constante. Ceci tient au transport inévitable d'un peu de métal alcalin sur l'électrode centrale. L'attaque du verre par le potassium est négligeable jusqu'à 550° tandis que le sodium agit comme réducteur à une température notablement plus basse. Avec le potassium on obtient des courbes présentant des indices assez nets de saturation. Toutefois la saturation proprement dite ne se vérifie pas à cause de l'approche du potentiel explosif. Avec le sodium la saturation n'existe plus du tout, le courant augmente très notablement jusqu'aux champs disruptifs. Cet effet est surtout marqué si, à la vapeur de sodium, on ajoute des traces, même infiniment petites, d'un gaz étranger (hydrogène, azote, gaz carbonique). Les courants deviennent énormément plus intenses même aux champs faibles, et l'on arrive très rapidement à l'ionisation par choc. Il semble qu'en première approximation les trois gaz étudiés donnent des effets de même ordre de grandeur. Par contre si l'on opère dans le vide absolu, en faisant fonctionner la pompe en permanence, le potassium comme le sodium donnent des courbes de saturation très nettes, indiquant que les courants croissants observés aux pressions plus élevées sont liés à l'ionisation par choc. Les formules théoriques données par Richardson se vérifient d'une manière satisfaisante.

Afin de décider si, outre l'effet de Richardson, il y a une conductibilité de masse du gaz, M. Fredenhagen a opéré sur des vapeurs surchauffées qui ne sont plus saturantes et n'ont plus tendance à se déposer sur les parties voisines du tube. Il a constaté que dans ces conditions la conductibilité devenait nulle, ou au moins inappréciable par des moyens galvanométriques. Il s'en suit que les effets fournis par les métaux alcalins sont dus entièrement à l'émission d'électrons superficiels, et d'ailleurs fortement influencés par la présence de traces d'impuretés gazeuses.

Léon Bloch.

A propos de la question de la quantité élémentaire d'électricité. Réponse à E. Regener, A. Millikan et H. Fletcher. — Ehrenhaft (F.) [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 261-268]. — Les résultats de ce travail sont les suivants. :

1. — L'objection de Regener portant sur le manque d'homogénéité du condensateur pour l'objectif achromatique B repose sur un malentendu et une faute d'impression (rapport de la largeur à la hauteur égal à 5 : 1). L'ancien condensateur (achromatique A A pour ultramicroscope rapport 14 : 1,5) donne les mêmes résultats.

2. — Le dispositif de Regener, Millikan, Pizibram exclut l'observation ultramicroscopique de particules très petites. L'auteur a observé des écarts notables par rapport à la valeur normale de la charge élémentaire sur des particules qui n'ont pas encore été étudiées par ses contradicteurs.

3. — Les oxydes de l'azote sont gazeux et ne peuvent donner des nuages qu'en présence d'eau. Or l'eau a été entièrement exclue des expériences de F. Ehrenhaft. D'ailleurs, il a observé des charges inférieures à la charge électronique sur des particules d'or dans l'air sec ou dans le gaz carbonique sec.

4. — Les écarts des temps de chute dus au mouvement brownien ne conduisent dans une même série d'expériences qu'à des limites très étroites entre lesquelles se trouve comprise la valeur de e. Les variations notables de cette quantité d'une série à l'autre ne peuvent donc être dues au mouvement brownien. Il faudrait, pour mettre le résultat des mesures faites sur l'or en accord avec la valeur classique de la charge de l'électron, attribuer à l'or colloïdal une densité de 0,5.

5. — Les séries de mesures faites sur l'or ultramicroscopique dans l'air ou le gaz carbonique rigoureusement secs conduisent, quelle que soit la formule adoptée pour relier la grandeur des particules à leur résistance de chute, à des valeurs de e notablement inférieures à la charge de l'électron. Avec la formule de Millikan, par exemple, on est conduit à des valeurs 12 fois trop faibles. Ou bien dont

[illegible] Léon Brillouin.

A propos du travail de F. Ehrenhaft « Sur la constitution atomistique de l'électricité. — Joffé [illegible] électrique entre métaux en même temps que les particules microscopiques ou ultramicroscopiques. De telles particules [illegible] apparentes trop faibles de la charge *e*. Les expériences de Millikan, où l'on opère dans de l'air filtré qu'on a chargé de grosses particules, sont à l'abri de cette cause d'erreur.

Léon Brillouin.

Ionisation

Mobilité de l'ion positif dans les flammes. Lusby (S. G.) [illegible] quand un sel est introduit dans la flamme d'un bec Bunsen. Il a été suffisamment démontré par divers auteurs que l'ion négatif est, dans une flamme à haute température, un électron pur; quant aux ions positifs, les résultats actuellement connus ne semblent pas assez concordants; suivant l'auteur, l'incertitude provient principalement du fait d'avoir [illegible]

Fig. 1.

[illegible]

[illegible] duit un gain de sel notablement au-dessous du plateau supérieur; la courbe prend alors l'aspect indiqué sur la figure, la différence de potentiel « critique » étant celle où le champ devient assez intense pour refouler les ions positifs à l'encontre du courant gazeux de la flamme. Il s'agit alors de déterminer la distribution du potentiel dans le champ, lorsque la différence de potentiel entre les plateaux est égale à cette valeur critique; ceci se fait à l'aide d'une électrode mobile reliée à l'une des paires de quadrants d'un électromètre, l'autre paire de quadrants ainsi que l'aiguille

Fig. 2.

étant en communication avec l'un des plateaux. Si on appelle V la valeur *minimum* du gradient et V la vitesse du courant gazeux (laquelle se détermine aisément en connaissant le débit du gaz), on [illegible] *k* se déduit de la formule

$$V = kV$$

On a examiné un grand nombre de sels de métaux alcalins et alcalino-terreux, en particulier ceux du potassium. Les résultats numériques ont été sensiblement les mêmes pour tous les sels, aussi bien pour la différence de potentiel critique que pour le gradient minimum; la valeur de *k* obtenue à l'aide de la formule précédente s'est trouvée [illegible] que cette valeur est voisine de celle qu'on peut prévoir par le calcul, en supposant que l'ion positif possède la masse et les dimensions d'un atome d'hydrogène; ce calcul est fondé sur la formule

$$k = [illegible]$$

[illegible] un ion que pour une molécule; quant à λ, il peut être exprimé en fonction du libre parcours des molécules de l'air et des rapports entre la masse et le diamètre de l'ion et celles d'une molécule d'air. Si l'on admet que les ions [illegible] d'hydrogène [illegible] de la valeur [illegible] par conséquent, [illegible] gradient [illegible]

L. [illegible]

Sur l'effet actinodiélectrique dans les phosphores alcalino-terreux à la suite d'expériences de Robert Ulder. — Ramanuel C. — Ramanuel W. [illegible]

qu'au cours de leurs recherches sur l'effet photoélectrique dans les phosphores alcalino-terreux, P. Lenard et Sem Saeland trouvèrent un nouvel effet électrique de la lumière sur les phosphores, et ils le nommèrent effet actinodiélectrique [*Ann. d. Phys.*, 28 (1909), p. 476 et suiv.]. Cet effet consiste en une polarisation diélectrique permanente dans ce phosphore, lorsque celui-ci, primitivement placé dans un champ électrique, est soumis à l'action de la lumière.

Les auteurs du présent mémoire se sont proposés d'approfondir l'étude de cet effet actinodiélectrique; leur dispositif expérimental est très simple : ils placent le phosphore à étudier dans le vide sec entre les plateaux d'un condensateur, dont l'armature supérieure est formée par un treillage métallique qui permet de laisser passer les rayons d'une lampe Nernst linéaire. Ils ont utilisé un phosphore de calcium et de bismuth avec un mélange de sulfate de sodium, de borate de sodium et de fluorure de calcium comme diluant.

C'est ainsi que Ramsauer et Hausser purent confirmer les résultats obtenus en 1909 par Lenard et Saeland; en outre, ils ont mis en évidence les propriétés suivantes de cet effet actinodiélectrique :

1° L'effet croît d'abord rapidement, puis plus lentement *avec le temps d'éclairement* sans toutefois atteindre, même au bout d'une heure, une valeur finale constante ;

2° Il ne croît pas proportionnellement *avec l'intensité lumineuse*, mais se rapproche d'une valeur maximum ;

3° Enfin, pour une même énergie lumineuse, l'effet est *fonction de la longueur d'onde* : très faible dans l'infrarouge, l'effet particulier étudié présente un maximum dans le jaune vers 0,6, et, après un minimum dans le vert au voisinage de 0,5, croît très rapidement ensuite lorsque la longueur d'onde diminue. Marcel Boll.

Essai pour découvrir un effet de fatigue dans la production du rayonnement Röntgen secondaire. — **Chapman (J. C.)** [*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, 16 (1911) 142-147]. — M. Gowdy a trouvé dernièrement [v. *Le Radium* 8 (1911)] qu'une lame de métal ayant été exposée pendant plusieurs heures aux rayons Röntgen émettait un peu moins de rayons secondaires qu'une lame fraîche ; la différence ne dépassait d'ailleurs pas 1 pour 100 et provenait probablement d'une oxydation de la surface. S'il existe un effet de fatigue véritable, analogue à la fatigue photoélectrique, il est plus probable qu'il ne dure qu'un temps très court ; c'est pour rechercher l'existence d'un effet semblable que l'auteur a réalisé le dispositif suivant.

Les rayons venant d'une ampoule de Crookes tombent simultanément sur une lame P et sur un cylindre O en laiton ; les rayons secondaires émis par la lame sont dirigés sur un électroscope S qui sert ainsi à surveiller les variations du rayonnement primaire ; le rayonnement du cylindre est mesuré par l'électroscope A. Supposons que le cylindre tourne dans le sens indiqué par la flèche ; une portion quelconque de la circonférence est excitée lorsqu'elle passe par la région $M_1 M_2$; s'il y a une fatigue due à l'excitation, le rayonnement secondaire émis par cette portion lorsqu'elle sera venue en $M_2 M_3$ en sera diminué ; au contraire, si l'on fait tourner le cylindre dans le sens opposé, la portion se trouvant à chaque moment en $M_1 M_2$ n'aura pas subi d'excitation préalable. L'existence d'une fatigue devra donc se traduire par ce fait que le rayonnement mesuré par l'électroscope A sera plus faible lorsque le cylindre tourne dans le sens des aiguilles d'une montre que lorsque la rotation a lieu en sens contraire. En faisant l'expérience, on n'a pu constater aucun effet de ce genre, quoique le cylindre ait tourné avec une vitesse de 60 tours par seconde et que le temps de passage entre M_2 et M_1 n'ait été que de 1/500 de seconde environ. On conclut qu'il n'existe pas d'effet de fatigue qui durerait plus d'un trois-centième de seconde. Cette conclusion, établie d'abord pour un cylindre en laiton (c'est-à-dire pour une

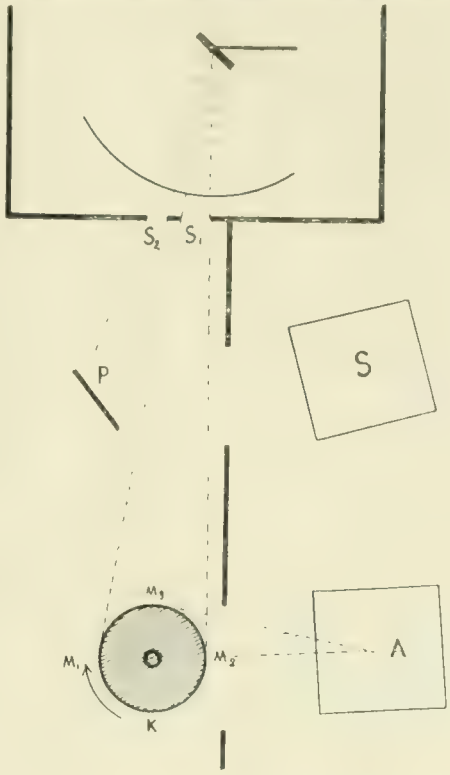


Fig. 1.

surface émettant principalement des rayons secondaires homogènes), a été vérifiée ensuite pour un cylindre en aluminium, autrement dit pour un rayonnement hétérogène, l'aluminium ne donnant presque pas de rayons « caractéristiques ». Les expériences confirment en même temps le résultat obtenu précédemment par l'auteur [*Le Radium*, 8 (1911) 27], à savoir qu'il n'existe pas d'effet de persistance dans l'émission des rayons secondaires, c'est-à-dire que cette émission cesse en même temps que le rayonnement primaire qui en est la cause ; en effet, il est facile de voir qu'un tel effet de persistance produirait également, s'il existait, une différence dans l'intensité du rayonnement secondaire, suivant que le cylindre tourne dans un sens ou dans un autre. L. Kolowrat.

Ionisation des gaz par la lumière émise par les tubes Geissler. Recherche d'un effet sélectif sur l'ionisation. — **Cannegieter (H. G.).** [*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, 13 (1911) 1114-1119]. — Après quelques considérations où l'auteur paraît vouloir montrer que l'ionisation des gaz par la lumière doit présenter un caractère sélectif, il indique le résultat négatif de ses expériences. Son appareil comprend d'abord un tube à décharge, comportant une partie capillaire interne qui envoie la lumière suivant son axe, et un réservoir à gaz pour éviter la raréfaction qui résulte du fonctionnement prolongé ; ce tube est fermé par une glace de fluorine ; en face de cette fenêtre se trouve la chambre d'ionisation, en verre, également fermée par une glace de fluorine : les

[illegible]

[illegible] l'air et l'oxygène ont été soumis successivement au rayonnement. L'intensité du courant d'ionisation a diminué [illegible]

L. Dunoyer.

Sur l'effet dit « de pénétration » dans les diélectriques. — Malcles L. (*Journ. de Phys.*, 23 (1911), 54-56). — La question de la pénétration dans les diélectriques peut être résumée en parlant une lame diélectrique dans un condensateur mesurant les charges [illegible] le plateau relié à l'électromètre d'abord quand la lame touche le métal, puis quand elle en est séparée. Afin de ne pas avoir de couches d'air, l'intervalle entre les plateaux et le diélectrique est rempli d'ozokérite qui ne présente pas de résidu à la température ordinaire.

Les charges par influence mises en jeu par le condensateur A, B, [illegible] des trois lames, sont compensées par une capacité auxiliaire induisant des charges opposées à celle de A. Cette capacité est constituée par deux condensateurs, l'un constant B, produisant instantanément et à lui seul un état voisin de l'équilibre, l'autre C, variable, permettant de maintenir l'équilibre quand apparaissent

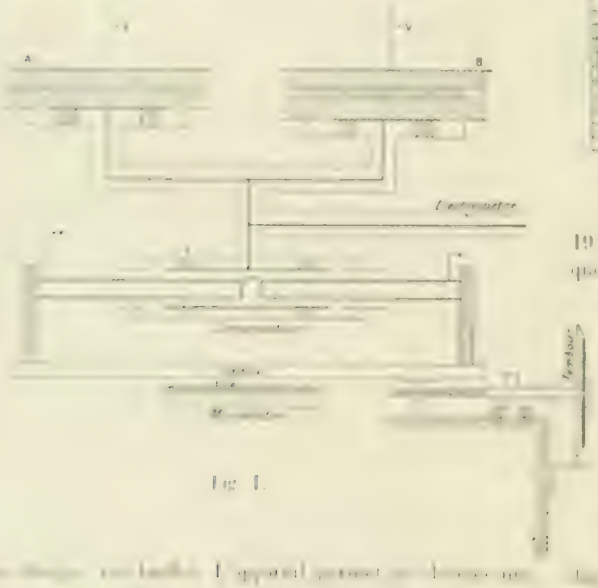


Fig. 1.

[illegible] l'appareil permet [illegible] pénétration de $\frac{1}{50}$ de millimètre dans une lame de 10 millimètres d'épaisseur.

[illegible] condensateur A, l'équilibre est rompu; pour le rétablir, il faut [illegible] Il faut [illegible] naître la position du compensateur si la lame était dépourvue de résidu; cette lecture est nécessaire pour calculer la constante diélectrique et vérifier que la position de la lame n'intervient pas. On se trouve en deçà de l'équilibre cherché quand l'électromètre obéit à une impulsion opposée à celle des charges résiduelles, et au delà quand la première impulsion se fait dans le sens de ces charges. Par passage de l'une à l'autre, on obtient une position moyenne.

Les mesures ont porté sur des isolants solides (gutta et caoutchouc) et sur une nappe liquide d'huile de vaseline. Comme il a été dit plus haut, les lames et la vaseline étaient d'abord protégées par l'ozokérite, puis on établissait le contact avec le plateau chargé. Les résidus ne dépendent pas de la façon dont s'établit la relation, que le contact entre le métal et l'isolant existe ou non. Les charges résiduelles se forment au sein du diélectrique, et les effets résiduels pendant la charge ou la décharge du condensateur sont produits par l'extraction de ces charges par le champ ou leur recombinaison après suppression du champ.

Ed. Sarrus.

Phénomènes cosmiques

La valeur de la constante solaire. — Abbot (C. G.) et Fowle (F. E.) (*Astroph. Journ.*, 33 (1911), 191-197). — Dans ce court mémoire, les auteurs ajoutent quelques observations aux travaux qu'ils ont déjà publiés sur la détermination de la constante solaire. Ils rappellent en particulier que, dans leurs expériences de 1905-1906, une partie importante des rayons du soleil, appartenant à l'ultra-violet, avait été omise. Pourtant il n'en résulte qu'une erreur insignifiante sur la constante solaire, en raison du nombre trop faible qui avait été adopté alors, pour le coefficient de transmission de l'atmosphère terrestre. La valeur définitive qu'ils attribuent à la constante solaire est à 1 pour 100 près la suivante : 1922 calories par centimètre carré et par minute. Ils ajoutent à ce résultat des diagrammes très différents, montrant les variations subies par la constante solaire dans des intervalles de temps de plusieurs mois [illegible] Des expériences effectuées simultanément en deux endroits éloignés l'un de l'autre, et à des altitudes différentes, ont donné [illegible] pour la constante solaire, de sorte que ces diagrammes représentent des variations de la constante [illegible]

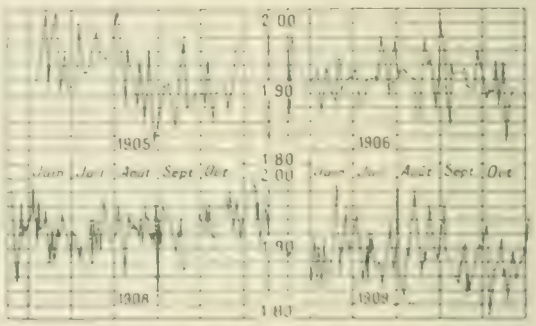


Fig. 1.

J. Boussinesq.

ANALYSES

Radiations

Sur un théorème du calcul des probabilités et son application à la théorie du rayonnement. — **Einstein (A.) et Hopf (L.)** [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910), 1105-1115]. — Une hypothèse fondamentale de la théorie du rayonnement, en particulier de la théorie de Planck, est la suivante : lorsqu'on développe en série de Fourier, en fonction du temps, le rayonnement (champ électrique) en un point :

$$E = \sum \left(A_n \sin 2\pi n \frac{t}{T} + B_n \cos 2\pi n \frac{t}{T} \right).$$

T étant très grand, les probabilités des divers coefficients A_n et B_n sont indépendantes, de sorte que la probabilité de l'ensemble des états pour lesquels les coefficients sont compris dans le domaine $dA_1 \ldots dB_1 \ldots$ est le produit des probabilités individuelles de chaque coefficient

$$dW = W(A_1) \ldots W(A_n) \ldots W(B_1) \ldots dA_1 dA_2 \ldots dB_1 dB_2 \ldots$$

On sait que cette hypothèse, combinée avec les lois de l'électricité et de la mécanique statistique, conduit à la formule de lord Rayleigh qui est contraire à l'expérience. Les auteurs montrent que l'équation (1) peut s'établir d'une façon rigoureuse, et même en se plaçant dans des conditions d' « organisation élémentaire » (au sens de la théorie cinétique) bien plus grande que celles de la théorie du corps noir.

L'indépendance des coefficients de la série de Fourier est donc un fait certain, et il faut chercher ailleurs la solution du problème du rayonnement, par exemple dans l'hypothèse d'une structure discontinue de l'énergie.

E. Bauer.

Étude statique du mouvement d'un résonateur dans un champ de rayonnement. — **Einstein (A.) et Hopf (L.)** [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910), 1105-1115]. — Dans les théories classiques du rayonnement, l'application du théorème de l'équipartition de l'énergie entre les degrés de liberté, aux mouvements oscillatoires de l'éther (lumière) ou des résonateurs (Planck) conduit nécessairement à la loi de lord Rayleigh qui est contraire à l'expérience : (1) $E_\lambda = \frac{kT}{\lambda^4}$, E_λ étant le pouvoir émissif d'un corps noir de température absolue T pour la radiation λ.

On peut tenter qu'il soit légitime d'étendre le théorème de l'équipartition à des mouvements oscillatoires.

Dans le présent mémoire, MM. Einstein et Hopf montrent qu'il suffit d'appliquer le théorème de l'équipartition aux mouvements de translation des résonateurs de Planck, pour retrouver la loi de lord Rayleigh.

Un résonateur placé dans un champ de rayonnement est soumis à deux espèces de forces :

1° La pression de radiation, exerce sur lui une force de translation k, qui est de la forme $-Pv$, v étant la vitesse de translation du résonateur; P est une fonction de la fréquence et de la densité de l'énergie, dont on calcule d'abord l'expression pour un résonateur au repos, et dont on obtient ensuite la forme générale par une simple application du principe de relativité.

2° Le rayonnement stationnaire, exprimé en série de Fourier, subit des variations irrégulières que l'on calcule aisément en fonction des coefficients de la série. Sous l'influence de ces variations, le résonateur subit une série d'impulsions irrégulières qui tendent à modifier sa quantité de mouvement. Soit Δ la valeur de ces impulsions pendant un temps τ.

Écrivons qu'en moyenne, au bout de ce temps, la somme des impulsions qui agissent sur le résonateur n'a pas modifié sa quantité de mouvement mv, on a :

$$\overline{mv^2} = \overline{(mv + \Delta - Pv\tau)^2}$$

Si l'on choisit m assez grand, on peut négliger le terme en τ^2 du second membre. Si l'on remplace $m\overline{v^2}$ par sa valeur $\frac{R}{N}T$ (théorème de l'équipartition) on obtient l'équation :

$$\overline{\Delta^2} = 2\frac{R}{N} P T \tau.$$

Lorsqu'on remplace $\overline{\Delta^2}$ et P par leurs valeurs dans cette équation, on retrouve la formule (1) de lord Rayleigh.

En conclusion, l'extension du théorème de l'équipartition aux phénomènes de rayonnement est légitime. Il faut chercher ailleurs la cause de l'insuccès de la théorie.

D'après Einstein c'est la théorie électro-magnétique elle-même qu'il faut modifier. Il doit exister dans un champ de rayonnement des variations irrégulières différentes de celles qui ont été calculées dans ce mémoire, et qui ont une importance prépondérante dans un rayonnement de courte longueur d'onde. Mais à mon avis deux des hypothèses qui ont servi de base au calcul peuvent être considérées comme douteuses. 1° Pour évaluer l'expression de P, les auteurs ont admis que les dimensions du résonateur considéré sont négligeables vis-à-vis de la longueur des ondes qu'il peut émettre. 2° La masse m d'un résonateur peut être choisie aussi grande que l'on veut. Je ne sais pas si cette hypothèse a un sens physique dans le cas des très courtes longueurs d'onde.

Cependant, malgré le caractère négatif de ses conclusions, ce travail est d'une très grande importance. C'est la première fois que dans une théorie analogue à celle de Planck on analyse de près le mécanisme physique qui remanie la distribution de l'énergie dans le spectre, pour aboutir à l'état stationnaire d'équilibre thermodynamique. En gros, ce mécanisme est dû au phénomène de Doppler. Une idée analogue avait déjà été émise par Langevin vers 1906.

E. Bauer.

La notion de probabilité dans la théorie du rayonnement. — **Debye (P.)** [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910), 1427-1454]. — S'appuyant sur les théories développées par Planck, Jeans et Lorentz, l'auteur détermine, par le calcul, la probabilité d'un état de rayonnement parfaitement arbitraire et applique les résultats obtenus à la recherche des lois du rayonnement noir. Debye reste persuadé et croit avoir montré que, pour déduire les lois du rayonnement, il n'est nul besoin de faire appel à des propriétés des résonateurs, qui dépasseraient l'hypothèse des *lichtquanta*.

M. Boll.

Sur la théorie de l'énergie radiante. — Joffé (A.) [illegible] *Ann. d. Phys.*, 42 (1910) [illegible]. — Les théories actuelles du rayonnement [illegible] des grandeurs thermodynamiques, [illegible] ne semblent pas tenir suffisamment compte de ce que les effets spécifiques de la [illegible] photoélectriques, photochimiques, la fluorescence, etc., sont caractérisés plutôt par la fré[illegible] que par sa température, celle-ci n'a d'ailleurs pas une signification immédiate lorsqu'on a [illegible] autre que celui d'un corps noir. L'auteur a fait un essai fort intéressant d'une théorie où la fréquence ν d'une lumière monochromatique vient prendre la place que la température occupe dans la théorie de Planck. En appelant dL la variation de l'énergie radiante dans un changement d'état du système, on montre que :

$$dW = \frac{dL}{\nu}$$

est une différentielle exacte; W est une fonction des variables qui définissent l'état du système, par exemple, des [illegible]. Cette fonction est complètement analogue à l'entropie, elle reste invariable dans tout phénomène réversible et augmente pour tous les phénomènes irréver[illegible] qu'on puisse considérer. Lorsque le rayonnement n'est pas monochromatique, on peut définir sa fréquence moyenne ν, à l'aide de certaines conventions; on trouve alors que dans le cas d'un « rayonnement noir » la fonction W coïncide avec l'entropie, à un facteur constant près.

La théorie conduit également à envisager la quantité

$$P = \frac{U}{\nu}.$$

U étant l'énergie totale d'un rayonnement de fréquence [illegible], cette quantité ne varie pas lorsque le rayonnement [illegible] subit une action mécanique quelconque, par exemple, à un changement de volume adiabatique ou bien à une détente sans travail extérieur. Pour cette raison, la [illegible] P peut être appelée quantité de rayonnement [illegible] de l'énergie électrique. Si donc on veut admettre, comme le fait la théorie de Planck, que le rayonnement est d'une nature discontinue, c'est la quantité P qu'on devra partager en portions élémentaires, en écrivant

$$P = N\varepsilon$$

[illegible] le rayonnement [illegible] indivisible et indestructible, et N le nombre de ces atomes dans [illegible] N n'est [illegible] que [illegible] une signification particulièrement simple dans la théorie [illegible]. — L. Kowalski.

Les équations d'Hamilton et la répartition d'énergie entre la matière et le rayonnement. — Mc Laren (S. B.) [illegible] *Phil. Mag.*, 21 (1911) [illegible]. — La [illegible] répartition d'énergie est ordinairement déduite en admettant que l'éner[illegible] [illegible] peut [illegible] fonction [illegible] quelconque, [illegible] *Ann. d. Phys.*, [illegible] [illegible] d'équipartition à une système d'oscillateurs [illegible] O [illegible] le rayonnement. [illegible] ment par Jeans, lorsqu'il considère un rayonnement limité à un espace fini aux parois réfléchissantes; sans cela, on ne verrait pas comment, en l'absence de toute matière, il pourrait y avoir échange et répartition d'énergie entre les divers modes de vibration qui constituent le rayonnement. M. Mc Laren suppose que l'électron est indéformable et qu'il n'existe qu'une énergie électro-magnétique; il montre que celle-ci doit alors être considérée comme appartenant en totalité au rayonnement, à l'exception d'un seul terme qui représente l'énergie que l'électron entraîne par convection dans son mouvement et qui devient l'énergie électrostatique pour un électron au repos. — L. Kowalski.

Transformation des coordonnées d'espace et de temps en passant d'un système en repos à un système en mouvement. — Frank (Ph.) et Rothe (H.), *Ann. d. Phys.*, 34 (1910), 825-855.

Jusqu'en ces toutes dernières années, on passait d'un système en repos (x, y, z, t) à un système (x', y', z', t') possédant une vitesse v de translation uniforme suivant l'axe des x, au moyen des formules suivantes :

$$\begin{cases} x' = x - vt \\ t' = t \end{cases}$$

qu'on peut appeler formules de transformations de Galilée. Les récentes expériences sur l'optique des corps en mouvement et en particulier les résultats absolument négatifs obtenus par Michelson et Morley conduisirent Lorentz à considérer la vitesse de la lumière c comme une constante absolue et à proposer les formules de transformation suivantes :

$$\begin{cases} x' = \dfrac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}(x - vt) \\ t' = \dfrac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\left(t - \dfrac{v}{c^2}x\right) \end{cases}$$

qui comprennent comme cas particulier celles de Galilée, si l'on suppose la vitesse v très faible, inférieure par exemple à 100 kilomètres par seconde : ces formules eurent pour conséquence d'introduire les notions de *temps local* et de *contraction longitudinale* qui nous obligent à modifier complètement nos conceptions intuitives du temps et de l'espace.

Les auteurs du présent mémoire arrivent à un autre groupe de transformations qu'ils gratifient du nom de Doppler, au prix de l'hypothèse [illegible] d'une vitesse de la lumière c constante seulement dans la direction et dans le *sens* du mouvement. On ne voit pas du tout à quoi correspond une telle anisotropie de l'espace au point de vue physique, et le groupe de Lorentz paraît rester le seul [illegible]. — M. Boll.

La cinquième équation fondamentale de la théorie de Maxwell-Lorentz, déduite du principe de relativité. — Tolman (R. C.), [illegible] de Mi[illegible] *Phil. Mag.*, 21 (1911), 296-301. — La cinquième équation fondamentale est celle qui détermine la force F agissant sur une charge, égale à l'unité, qui se [illegible] avec une vitesse [illegible] un champ électromagnétique [illegible] H :

$$F = E + \frac{1}{c}[v \times H]$$

[illegible] H est le produit vectoriel de [illegible] et de H, et toutes les quantités sont mesurées par rapport à un système d'axes [illegible]. L'auteur montre [illegible] que la [illegible] fait

[illegible] sous une forme un peu différente que cette équation peut être facilement déduite, si l'on se donne les [illegible] premières équations fondamentales ainsi que le principe général de relativité, avec ses conséquences. Or, [illegible] cette équation est l'expression de faits expérimentaux immédiats, on voit qu'on a là un argument important pour confirmer le théorème de relativité lui-même. Il importe de remarquer que l'auteur ne suit pas la distinction habituelle entre la masse transversale et la masse longitudinale, mais pose la masse d'un corps en mouvement égale à

$$m = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

indépendamment de la direction dans laquelle agit la force.

L. Kolowrat.

La loi des répartitions des vitesses de Maxwell dans la théorie de la relativité. — **Jüttner** (F.) [*Ann. d. Phys.*, 34 (1911) 856-862]. Il est nécessaire d'admettre une certaine mécanique pour calculer l'entropie S d'un gaz parfait monoatomique par la relation de Boltzmann :

$$S = k \log. W$$

où W représente la probabilité de l'état dans lequel se trouve le gaz. Jusqu'à présent, la question a été résolue dans la mécanique newtonienne. L'auteur a cherché ici à transposer ce problème dans la mécanique du principe de relativité.

C'est ainsi qu'au lieu de considérer comme d'habitude l'élément :

$$d\sigma = dx\,dy\,dz\,dx'\,dy'\,dz',$$

où x', y', z' sont les composantes de la vitesse :

$$v = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2},$$

Juttner utilise l'élément :

$$d\omega = dx\,dy\,dz\,dX\,dY\,dZ,$$

où X, Y, Z sont données par les relations :

$$X = \frac{x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad Y = \frac{y'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad Z = \frac{z'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

c étant la vitesse de la lumière.

Ceci posé, le calcul se poursuit d'une manière tout à fait analogue à celui de la théorie de Maxwell, et on arrive à la loi exponentielle, qui donne la fonction F de répartition :

$$F = \alpha \exp. \left[- \frac{\beta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \right]$$

α, β et γ sont des constantes, qui peuvent s'exprimer par des fonctions transcendantes du nombre des molécules N, du volume V et de l'énergie E des gaz. Cette fonction F comprend comme cas particulier la loi de répartition de Maxwell, mais elle n'est pas décomposable en trois facteurs.

L'entropie S est donnée en fonction de F par la formule de Stirling :

$$S = \text{const.} - k \int F \operatorname{Log.} F\, d\omega,$$

et on obtient, par intégration, les valeurs de l'entropie, de l'énergie utilisable A et de l'énergie E. L'énergie E des gaz monoatomiques n'est plus proportionnelle à la température absolue T, mais elle en est une fonction transcendante.

L'auteur a appliqué cette théorie au cas de l'hélium et du mercure : les données expérimentales en fournissent une bonne vérification.

D'ailleurs, la loi d'équipartition de l'énergie pour un gaz parfait monoatomique n'est jamais satisfaite rigoureusement dans la théorie de la relativité : ce qui paraît bien justifier l'hypothèse des résonateurs de Max Planck[1].

M. Boll.

Sur la signification concrète du principe de relativité. — **Campbell N.** [*Phil. Mag.*, 21 (1911) 502-517]. — Les formes sous lesquelles la théorie de la relativité a été développée jusqu'ici possèdent, aux yeux de l'auteur, l'inconvénient de la faire paraître trop abstraite et peu compréhensible pour ceux qui sont habitués à penser en physiciens plutôt qu'en géomètres; il est donc utile de donner un aperçu plus concret sur les fondements de cette théorie et de répondre à quelques-unes des objections qu'on lui fait au nom du sens commun; c'est ce que l'auteur s'est proposé de faire, en suivant généralement l'exposé d'Einstein et en s'adressant surtout à ceux qui ne connaissent ces questions que d'une façon superficielle.

Le premier des postulats qu'on rencontre à la base de la théorie est le suivant. Soit un système dont les parties sont immobiles les unes par rapport aux autres (« système tranquille »); toutes les lois qu'on pourra trouver par l'étude de ce système s'appliqueront sans changement à un autre système semblable qui aura, par rapport au premier, un mouvement d'ensemble sans accélération.

L'objet principal de la théorie consiste à établir un rapport entre les lois valables pour un semblable « système tranquille » et celles qui le sont pour un système dont les parties ne sont pas immobiles les unes par rapport aux autres (« système dérangé »). Plusieurs postulats complémentaires sont nécessaires à cet effet; le plus important consiste à dire que la vitesse de la lumière mesurée par des observateurs liés à différents systèmes en mouvement les uns par rapport aux autres, sera toujours la même, pourvu que les mouvements relatifs des systèmes ne soient pas accélérés. Ces postulats une fois posés, un développement purement mathématique conduit au résultat suivant qui est l'expression générale du principe de relativité. Soient deux systèmes O et O′ au repos, et soit

$$F(x, y, z, t, P, Q, R, \ldots) = 0 \quad \ldots \qquad (1)$$

l'expression d'une loi que des observateurs appartenant à O ont trouvée vérifiée pour l'ensemble des systèmes O et O′ : x, y, z étant les coordonnées dans l'espace, t le temps et P, Q, R,..., certaines quantités représentant l'état du système; ces quantités pourront d'ailleurs contenir implicitement les coordonnées x, y, z, t. Si maintenant le système O′ se met, par rapport à O, en mouvement de translation uniforme avec une vitesse parallèle à l'axe des x, l'ensemble O + O′ formera un « système dérangé ». La loi exprimée par (1) ne sera plus valable; mais pour obtenir la loi exacte, les observateurs O n'auront qu'à remplacer, pour chaque point appartenant au système O′, les coordonnées x, y, z, t par les quantités x', y', z', t', reliées aux précédentes par les formules

$$\left.\begin{aligned} x' &= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}(x - vt) \qquad y' = y \qquad z' = z \\ t' &= \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\left(t - \frac{vx}{c^2}\right) \ldots \end{aligned}\right\} (2)$$

1. M. Planck, *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*, p. 159-160. Leipzig, 1906.

[illegible] de la vitesse du système O à celle de la lumière. Alors, en [illegible] la relation [illegible] valable dans un système [illegible], on obtiendra immédiatement une relation applicable à un système dont les parties sont en mouvement. Le résultat atteint est extrêmement simple en même temps que d'une vaste portée; mais il peut soulever certaines objections. Tout d'abord, on peut s'étonner [illegible] que possède la vitesse de la lumière, d'être la seule vitesse qui ne varie pas quand on passe d'un système de référence à un autre; ceci paraît d'autant plus étonnant que la théorie s'applique aussi à des [illegible] qui semblent n'avoir rien de commun avec [illegible] la vitesse de la lumière. [illegible] semblerait moins [illegible] si on réfléchit que [illegible] est tout à fait comparable à celui d'une vitesse infinie en cinématique ordi[illegible] c'est en [illegible] une vitesse qui est [illegible] physiquement [illegible] que le zéro absolu est une température infiniment basse, quoique nous la représentions par un nombre fini. D'autre part, il faut remarquer que toutes les vitesses qui sont suffisamment grandes pour que, dans la [illegible] x et t ne s'confondent pas pratiquement avec x et t, ne nous sont en réalité connues que par l'intermédiaire de certaines mesures optiques ou de certaines théories électro-magnétiques; songeons à la vitesse relative de la terre et du soleil, ou à la vitesse d'une parti[illegible]

Certaines conséquences de la théorie paraissent aussi soulever des difficultés; telle est en particulier la formule de la composition des vitesses. Si u est la vitesse d'un [illegible] O par rapport à un système O, si d'autre part v est la vitesse d'un troisième système O par rapport à O, la vitesse de O par rapport à O ne sera pas la somme $u + v$, mais sera donnée par la formule

$$[illegible] \qquad \frac{u+v}{1+\frac{uv}{c^2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (5)$$

[illegible] de la [illegible] doit être envisagée comme un résultat de l'expérience, laquelle d'ailleurs n'a jamais été étendue à des vitesses relativement grandes, et on ne voit pas bien comment elle pourrait l'être; tandis qu'on peut imaginer qu'on arrivera [illegible] une précision suffisante pour pouvoir vérifier directement le postulat de son invariance, et par là la formule (5) qui en découle; il serait donc parfaitement déraisonnable de vouloir rejeter une proposition qu'on peut espérer prouver par [illegible]

[illegible] de transformation (2), lesquelles impliquent d'une part que les dimensions d'un corps en mouvement mesurées par [illegible] $\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$ [illegible] traction de Lorentz); d'autre part, qu'un mécanisme [illegible] demander, par exemple, si ce ralentissement d'une horloge n'est qu'apparent ou bien s'il est réel, telle la variation que la période d'un pendule subit lorsqu'on le transporte [illegible] regardant les choses de plus près, on s'aperçoit que le [illegible]

d'une façon différente suivant que les observateurs sont immobiles ou qu'ils suivent le mouvement; il n'y a donc pas ici de quantité immédiatement mesurable qu'on puisse appeler réelle. Le même raisonnement s'applique au cas de la contraction; le paradoxe apparent s'évanouit ici comme ailleurs, lorsqu'on s'applique à bien définir les notions sur lesquelles on opère.

On reproche encore au principe de relativité de détruire la théorie de la lumière fondée sur la notion d'un éther élastique et de ne la remplacer par aucune théorie physique. Il est évident que si l'on entend par théories physiques celles qui ramènent les phénomènes à des mouvements se faisant suivant les lois de la mécanique classique, le principe de relativité est contraire à de telles théories, puisqu'il est incompatible avec la dynamique newtonienne; mais il n'empêche pas qu'on établisse une image mécanique de la propagation de la lumière, en considérant les propriétés de certains fluides ou de certaines liaisons, tiges ou fils, pourvu que ces mécanismes agissent suivant des lois compatibles avec le principe; en ce sens, une théorie physique de la lumière n'est nullement exclue par la théorie de la relativité.

L. Kotowczat.

Le problème d'une rotation uniforme traité au point vue du principe de relativité. — Donald son H. et Stead G. (Cambridge). — *Phil. Mag.*, 21 (1911) 519-524. — Le principe de relativité et ses conséquences n'ont généralement été traités jusqu'ici que dans le cas d'un mouvement de translation uniforme et rectiligne; mais le problème se complique lorsqu'il y a accélération, par exemple dans le cas d'une rotation. M. Ehrenfest a signalé le premier une des difficultés qui se présentent ici. Soit un disque en révolution autour d'un axe passant par son centre et normal à son plan; chaque élément de la circonférence doit, en vertu des formules (2) de l'analyse précédente, éprouver une contraction; la circonférence tout entière se rétrécira donc, alors que le rayon restera invariable, puisque chacun de ses éléments se meut dans une direction normale à lui-même. Ceci semble impliquer contradiction, à moins qu'on ne veuille admettre la variabilité de la constante universelle π, ce qui nous ferait passer de notre espace habituel dans un « espace courbe ». MM. Stead et Donaldson ont montré dans un article précédent qu'il suffisait d'admettre, pour concilier les deux conditions, que le disque prend une forme creuse, et ils ont déduit que ce serait celle d'une surface engendrée par la révolution d'une épicycloïde. Ils montrent maintenant que les considérations de ce genre permettent de se faire une image des phénomènes, même si l'on suppose que le disque reste plan en réalité; la forme creuse ne serait alors qu'un [illegible] ordinaire. Cette méthode permet par exemple de déduire [illegible] formules (4) [illegible] On peut [illegible] au repos :

$$[illegible] \quad (1 - [illegible])$$

Enfin, [illegible] constante) par le fait de sa rotation. L. Kotowczat.

Le problème de la rotation uniforme d'un cylindre circulaire traité au point de vue du principe de relativité. — Swann W. F. G. (Univ. [illegible]). — *Phil. Mag.*, 21 (1911) 515-518. — Ce

précédent n'est qu'une généralisation de celui qui vient d'être traité, mais l'auteur lui donne une solution tout à fait différente. Il constate tout d'abord qu'il est inadmissible que lorsque cette relation puisse prendre une forme réelle, car ses bords devraient pour cela se déplacer perpendiculairement au mouvement, ce qui semble tout aussi impossible qu'une contraction du rayon; de plus, il est facile d'indiquer une forme de corps pour laquelle le déplacement supposé conduirait à une contradiction manifeste. Mais, en réalité, la difficulté soulevée n'est qu'apparente, elle vient de ce qu'on ne considère pas toutes les données du problème, ou, ce qui revient au même, qu'on opère avec la notion d'un solide parfait, tandis que celle-ci n'a pas de sens au point de vue du principe de relativité. Il est en effet indispensable de tenir compte des propriétés élastiques de la matière, autrement dit, de la distribution et du mouvement des électrons; or si, dans le cas d'une translation rectiligne avec vitesse constante, il est plausible d'admettre, ainsi qu'on le fait d'habitude, que la contraction de Lorentz se produit indépendamment de la nature des électrons et de leurs mouvements, on peut faire voir que dans le cas le plus général, ces éléments doivent entrer en ligne de compte. Pour établir ce dernier point, l'auteur refait d'abord le chemin qui, dans la théorie de Lorentz sous sa forme plus ancienne, conduit à montrer que les équations fondamentales de l'électro-magnétisme peuvent être ramenées à la même forme pour un corps en mouvement que pour un corps au repos, si on établit une certaine correspondance entre les composantes des vecteurs électrique et magnétique pour les deux cas; puis il reprend le même raisonnement pour le cas du cylindre, et il fait voir qu'il est en général impossible d'établir des formules de correspondance analogues, car il faudrait pour cela que les composantes en question fussent connues en fonction des variables indépendantes (qui sont ici les coordonnées cylindriques θ, r, z) et de plus, que ces fonctions fussent d'une forme linéaire particulière[1]; ceci demande qu'on connaisse la distribution et les mouvements des électrons du système. Il n'est donc pas possible d'appliquer à ce cas le principe de relativité sous la forme qu'on lui a donnée en considérant uniquement le mouvement rectiligne.

L. Kolowrat.

Le second postulat de relativité et la théorie électro-magnétique de l'émission de la lumière. — **Stewart (O. M.)** [*Phys. Rev.*, **32** (1911) 418-428]. — La théorie de la relativité repose sur deux postulats. Le premier exprime que les lois qui gouvernent les phénomènes naturels sont indépendantes du mouvement du système de coordonnées auquel on les rapporte si ce mouvement est rectiligne et uniforme. D'après le deuxième, tel que l'a formulé Einstein, la vitesse de la lumière dans le vide est indépendante du mouvement de la source.

Dans la conception de l'émission de la lumière par tubes de forces à partir d'un électron accéléré, conception proposée par J. J. Thomson, c'est la vitesse de la lumière *par rapport à la source* qui demeure constante. L'auteur montre, par des considérations très simples, que cette manière d'envisager les choses permet d'éluder des contradictions auxquelles se heurterait le deuxième principe pour l'interprétation du phénomène de Döppler.

L. Dunoyer.

[1] La différence fondamentale ne tient pas seulement à ce que les variables r, z, θ interviennent explicitement dans les équations fondamentales, alors qu'il n'en est pas de même dans les variables η, ξ, ζ.

Sur quelques expériences idéales touchant le principe de relativité. — **Grünbaum F.** [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 500-506]. — Indication de quelques expériences purement théoriques dont le résultat, en apparence paradoxal, est en réalité conforme au principe de relativité.

L. Bloch.

Sur la lumière qui dans la réflexion totale pénètre dans le second milieu. — **Voigt (W.)**. [*Ann. d. Phys.*, **34** (1911) 797-800]. — On sait que toute théorie de la lumière — et en particulier la théorie électromagnétique — conduit à admettre que, dans le phénomène de la réflexion totale, il pénètre dans le second milieu, des ondes d'une nature un peu particulière : ces ondes ne sont pas transversales et de plus, à chaque période, il ne passe finalement aucune quantité d'énergie à travers la surface de séparation.

Différents auteurs ont essayé de vérifier ces conséquences théoriques; mais il est clair que, dès qu'on perçoit de la lumière qui a pénétré dans le second milieu, il ne s'agit plus là rigoureusement de réflexion totale.

W. Voigt notamment a publié, il y a quelque temps [*Wied Ann.*, **67** (1899) 185], une méthode très élégante, qui utilise une surface fendue suivant un angle très obtus, de telle sorte qu'il sort de l'arête de la fente un pinceau lumineux très délié.

Récemment Schaefer et Gross [*Ann. d. Phys.*, **32** (1910) 648] ont repris les expériences de Voigt en les critiquant, en insistant notamment sur le rôle fondamental qu'y joue la diffraction.

W. Voigt signale dans ce dernier travail plusieurs confusions; il ne croit pas que la théorie que Schaefer et Gross ont donnée, en commun avec Eichenwald, ait fait beaucoup avancer la question, et il reste persuadé que sa méthode fournit une preuve directe de la lumière qui pénètre dans le second milieu, sans d'ailleurs modifier la réflexion totale.

M. Boll.

Est-ce que l'angle d'aberration mesure la vitesse des ondes dans le cas d'une dispersion de l'éther? — **Ehrenfest (P.)** [*Ann. d. Phys.*, **33** (1910) 1571-1576]. — On s'est souvent demandé si l'éther présentait une dispersion notable; pour répondre à cette question, il faut soumettre à un examen approfondi les méthodes astronomiques de mesure de la vitesse de la lumière. On sait, en effet, que la méthode de Romer, qui opère sur des trains d'ondes interrompus (éclipse des satellites de Jupiter), donne immédiatement la vitesse du groupe d'ondes U, alors que la mesure de l'angle d'aberration indiquée par Bradley permet de déterminer la vitesse de l'onde V elle-même. Ces deux vitesses sont liées par la relation de Rayleigh :

$$U = V - \lambda \frac{dV}{d\lambda};$$

aussi, tant que les résultats obtenus par les deux méthodes sont identiques :

$$U = V$$

il faut en conclure que :

$$\frac{dV}{d\lambda} = 0$$

autrement dit que la lumière se propage dans l'espace interplanétaire sans aucune dispersion.

Cette démonstration est rigoureuse, comme Schuster l'a montré, lorsque la vitesse de l'onde V est donnée par une expression linéaire en fonction de la longueur d'onde λ :

$$V = a\lambda + b.$$

[illegible] ces résultats au cas où le milieu présente des régions d'absorption, et l'auteur [illegible] M. [illegible] que, dans ce cas, le concept de vitesse d'un train d'ondes perd toute espèce de signification physique. M. [illegible]

Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport d'intensité de différents ordres d'interférence. I. Réseaux. — Stark (J.). — II. Anneaux de Newton. — Stark (J.) et Steubing (W.) [Ann. d. *Phys.*, 33 (1910) 1449-1485]. — Les rapports des intensités d'une même raie dans les spectres de divers ordres d'interférence donnés par un même appareil, varient avec la source employée. Pour les raies du mercure, par exemple, l'intensité diminue plus rapidement avec l'ordre d'interférence pour un tube à vide que pour un arc.

J. Stark en déduit que la longueur moyenne des trains d'onde réguliers émis par les diverses sources est d'autant plus grande que le nombre de centres lumineux est plus grand. E. Bauer.

Dispersion optique. Analyse de la manière dont elle dépend réellement de l'état physique. — Havelock T. H. [*Proc. Roy. Soc.*, A, 84 (1911) 492-525]. — L'influence d'un milieu transparent sur la lumière qui le traverse peut être rapportée à deux facteurs; l'un [illegible] avec certaines fréquences propres, et l'autre est l'état d'agrégation des molécules qui composent le milieu. En d'autres termes une particule vibrante peut être consi- [illegible] $m \frac{d^2x}{dt^2}$. [illegible] la force électrique due à l'action du champ électrique présent dans l'onde — eX; 4° à une force produite par l'action des molécules voisines. L'hypothèse la plus simple [illegible] de la particule vibrante sous la forme :

$$[illegible] \qquad (1)$$

[illegible] Certaines considérations ont conduit Lorentz et Larmor à penser que pour les gaz et pour les liquides ce coefficient [illegible] $\frac{1}{3}$.

Le présent mémoire est une tentative pour déduire des données expérimentales actuellement utilisables la valeur [illegible] d'état physique.

[illegible] pour la longueur d'onde [illegible] pour les [illegible] on désignant par [illegible] pour [illegible] d'onde [illegible] on a [illegible] de la [illegible]

$$[illegible] \qquad (2)$$

[illegible]

$$[illegible]$$

ou $\frac{\sigma_1}{n_2^2 - 1} = \frac{\sigma_2}{n_1^2 - 1}$ [illegible] $\sigma_1 \sigma_2 = \sigma_2 \sigma_1$ = constante [illegible] (3)

Si l'on suppose $\sigma = o$ on retrouve la formule connue [illegible] $(n^2 - 1)$ = constante et si en fait $\sigma_1 = \sigma_2 = \frac{1}{3}$ on obtient la formule de Lorentz $\rho (n^2 + 2) : n^2 - 1$ = constante.

Au lieu [illegible] on peut avantageusement considérer des changements d'état infiniment petits. Si l'on suppose que la pression est constante et que la température seule varie, on a, en désignant par α le coefficient de dilatation cubique — $d(\log \rho) : dt$.

$$\frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{2n}{(n^2 - 1)} \frac{dn}{dt} \right] = \text{constante} \qquad (4)$$

et si la température restant constante, la pression seule varie, on a

$$\frac{1}{n^2 - 1} \left[\frac{2n}{(n^2 - 1)^2} \frac{dn}{dp} \right] = \text{constante} \qquad (5)$$

en appelant β le coefficient de compressibilité $d(\log \rho) : dp$.

En s'appuyant sur ces remarques générales, M. Havelock fait une minutieuse discussion d'un nombre considérable de résultats numériques. En utilisant les formules (3), (4) et (5) il calcule en somme la quantité C_1^2, relative à deux conditions physiques différentes, et cette quantité doit être indépendante de la longueur d'onde.

On examine d'abord un grand nombre de liquides organiques puis, d'après les résultats détaillés de Flatow[1], le sulfure de carbone et l'eau. Les changements de condition physique envisagés sont principalement des variations de température; les résultats utilisables pour calculer dn/dp sont beaucoup moins nombreux; quelques expériences de Röntgen et Zehnder sur le sulfure de carbone permettent pourtant de calculer une quantité C' très convenablement constante. Le résultat d'ensemble est que pour les gaz et pour les liquides ainsi que pour le changement d'état liquide-gaz, le schéma proposé est suffisant. Mais on ne peut rendre compte des faits en supposant σ constant et égal par exemple à $\frac{1}{3}$ comme le suppose Lorentz. C'est la différence $\Delta(\rho\sigma)$ correspondant à deux conditions physiques différentes qui doit rester indépendante de la longueur d'onde.

L'influence de la température sur la dispersion des solides fournit une autre série de vérifications, avec le verre, le quartz amorphe, la fluorine et le sel gemme. La quantité C [illegible] spectre visible mais elle montre cependant une croissance régulière qui devient de plus en plus rapide quand on [illegible] Le résultat [illegible] que le [illegible] de la quantité [illegible] pour que l'on puisse convenablement les interpréter par un schéma [illegible]

Les biréfringences électrique et magnétique apportent [illegible] qui prend alors la forme comme

$$\frac{1}{n^2 - 1} = \text{constante}$$

ou

$$\frac{n\,dn}{(n^2 - 1)^2} = \text{constante}$$

1. [illegible] 42 [illegible]

ou encore $$n - n_0 = C \cdot \frac{(n^2 - 1)^2}{n} \qquad (6)$$

la constante C étant égale à $\frac{1}{2} d\sigma$. On sait, d'après les travaux de Cotton et Mouton, qu'en réalité la quantité C varie avec la température ; on a, pour le sulfure de carbone $dC/dt = 1,55.10^{-4}$. M. Havelock espère pouvoir rattacher cette variation de $d\sigma$ avec la température à celle de σ avec la température pour le milieu isotrope.

Il revient sur la divergence de vues qui le sépare de Cotton et Mouton au sujet de la nature du phénomène de double réfraction électrique ou magnétique. On sait que Cotton et Mouton[1] l'attribuent à une *orientation*, produite par le champ, de molécules *anisotropes*, tandis que pour M. Havelock le champ produirait un changement dans la distribution de molécules isotropes dans l'espace, ce changement ayant pour résultat de faire varier la quantité σ avec l'orientation. M. Havelock reproche à Cotton et Mouton de ne pas tenir entièrement compte dans leur calcul de l'anisotropie supposée des molécules. On doit supposer d'après lui que les molécules peuvent être optiquement isotropes, mais anisotropes à tous les autres points de vue.

Pour préciser la manière dont varie la quantité σ, l'auteur admet que dans l'état gazeux, où σ est évidemment le plus petit, on a $\sigma = o$. Il suppose même, provisoirement, que l'on a $\sigma = o$ pour la pression normale de 760 millimètres de mercure et la température de 0°. Les données numériques et les relations (3), (4), (5) et (6) permettent alors de calculer des valeurs absolues de σ pour l'air, le sulfure de carbone, l'eau, le benzène, le chloroforme, les alcools méthylique et éthylique, l'iodure de propyle. On trouve en général des nombres voisins de $\frac{1}{3}$. Pour l'iodure propylique la valeur de σ est plus grande, 0,43 ; il doit en résulter une anomalie dans la réfraction spécifique qui est en réalité exprimée par la formule $1/[\sigma + 1/(n^2 - 1)]\rho$.

L'étude des bandes d'absorption fournit un autre moyen d'atteindre la quantité σ. D'après la formule (2) on a, dans le voisinage d'une des fréquences propres de la molécule, λ_1,

$$\frac{1}{\sigma + 1/(n^2 - 1)} \cdot \frac{1}{\rho} = q_1 - \frac{C_1}{\lambda^2 - \lambda_1^2} ;$$

si l'on veut donner à cette équation la forme ordinairement employée

$$n^2 = q_1 - \frac{C'_1}{\lambda^2 - \lambda'^2_1}$$

on doit poser

$$\lambda'_1 = \left[\lambda^2_1 - \frac{C_1 \rho\sigma}{1 + \rho q_1 \sigma}\right]^{\frac{1}{2}}$$

Cette quantité λ'_1 correspond à la limite supérieure pour laquelle l'indice est imaginaire, tandis que la limite inférieure est $[\lambda'^2_1 - C'_1 : q'_1]^{\frac{1}{2}}$ où l'on doit remplacer C'_1 et q'_1 par leurs valeurs en C_1 et q_1. Les limites de la bande d'absorption sont ainsi calculées. L'auteur fait remarquer à ce propos, et applique sa remarque au cas du sulfure de carbone, de la fluorine et du sel gemme, qu'il n'est pas correct de calculer les bandes d'absorption au moyen de λ_1 et de $\sqrt{C_1 : q_1}$, mais qu'il faut faire le calcul comme on vient de l'indiquer. Autrement dit les bandes d'absorption dépendent non seulement des périodes de vibrations propres mais de la quantité σ. En cherchant à identifier les bandes d'absorption calculées et les bandes observées on trouve pour la fluorine $\sigma = 0,49$, et pour le sel gemme $\sigma = 0,15$, pour le sulfure de carbone $\sigma = \frac{1}{3}$. Mais la discussion montre que le mode de calcul manque de précision.

Enfin les données numériques relatives à l'air, au sulfure de carbone et à l'eau permettent, avec les valeurs absolues adoptées précédemment pour σ dans différentes conditions physiques, de calculer une valeur moyenne, pour chaque longueur d'onde, de la réfraction spécifique $1/[\sigma + 1/(n^2 - 1)]$. On en déduit les coefficients de formules de dispersion et par suite la position des bandes d'absorption. On trouve ainsi pour l'eau une bande au voisinage de 0 μ, 15 et une autre dans l'infra-rouge se déplaçant de 14 μ, 2 pour 0° à 12 μ, 5 pour 80°. Ces résultats, en assez bon accord avec l'expérience, supposent l'existence de deux périodes de vibration propre dans l'infra-rouge, l'une pour 10 μ et l'autre pour 154 μ, et une dans l'ultra-violet pour 0 μ, 128. L. Dunoyer.

[1] *Ann. Chim. et Phys.*, 19, 1910, 155.

Une nouvelle émission radiante de l'étincelle. Wood (R. W.) [*Phil. Mag.*, 20 (1910) 707-712]. — Une analyse a été faite dans ce journal[1] d'une note sem-

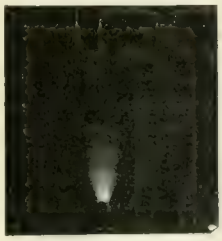


Fig. 1.

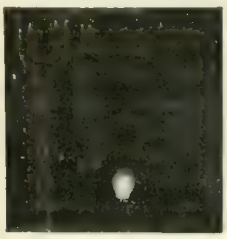


Fig. 2

Fig. 3.

blable publiée par M. Wood dans le *Phys. Zeitschr.* On y verra la description de l'appareil employé. La fig. 1 reproduit la photographie du faisceau radiant ultra-violet dont il s'agit, quand l'air à travers lequel il se propage a été chargé de fumée. Si l'on filtre soigneusement cet air à travers un tampon de coton, on obtient, avec le même temps de pose, la photographie que reproduit la fig. 2. La partie gauche de la fig. 2 représente l'émission dans l'oxygène ; elle est presque immédiatement absorbée et paraît très faible même dès l'origine du trou, tandis que dans l'azote elle se propage loin avec beaucoup d'éclat (partie droite de la fig. 3) ; les croissants que l'on aperçoit dans cette figure sont dus à la lumière réfléchie par la paroi du tube H (voir la fig. de l'analyse citée).

La lumière émise est comprise dans l'intervalle 300-310 μμ. Elle comprend principalement les bandes de la vapeur d'eau dans la flamme oxhydrique et quelques raies de l'azote. L'auteur rapproche de ce fait, assez difficile à concilier avec l'action de l'oxygène, qui supprime ou arrête très vite l'émission, le fait que l'émission de la raie D est supprimée lorsqu'on introduit du chlore dans la flamme du sodium. L. Dunoyer.

[1] *Le Radium*, 7, 1910, 375.

Sur la lumière ultra-violette émise par un arc à mercure — Hughes A. L. [illegible] *Phys. Rev.*, 21 (1911) 505. [illegible] *Le Radium*, [illegible] 1911, p. [illegible]).

[illegible] de déterminer la vitesse v est de relier la surface éclairée à un électromètre et de lui opposer une autre surface por[illegible] l'électromètre devienne nul; ceci signifiera que tous les [illegible] sont arrêtés par

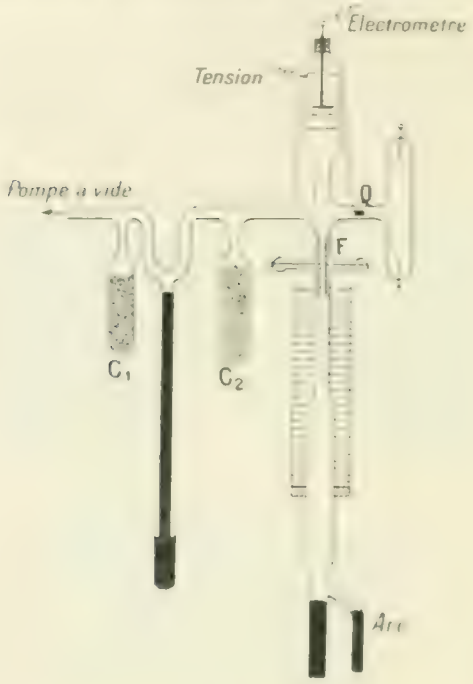


Fig. 1.

[illegible] formule :

$$\frac{mv^2}{2} = V$$

[illegible]

L'étude de l'effet photo-électrique n'avait pu jusqu'ici [illegible] dégagent la présence d'une certaine quantité de gaz; on avait donc été obligé de séparer les deux parties de [illegible] voisinage de l'arc, devient insensible à une distance suffisante.

La figure 1 représente un schéma de l'appareil, où on voit l'électrode reliée à l'électromètre, la cage qui l'entoure et qu'on charge à un potentiel variable; enfin l'arc qui se trouve à 90 cm de l'électrode. Le tube de communication est refroidi par un bain d'eau, et par de la neige carbonique dans le haut, tout ceci pour supprimer la vapeur de mercure dans la chambre d'ionisation. Le vide parfait est [illegible] de deux grosses masses [illegible] C_1 et C_2. Quoique l'électrode et la cage aient été noircies au noir de fumée, une partie de la lumière était réfléchie sur la cage, et celle-ci donnait à son tour un effet photo-électrique qu'on pouvait évaluer à 1/28 de l'effet total.

Les résultats des mesures ont été les suivants. Le potentiel V qui arrête la fuite de l'électromètre s'est trouvé compris entre — 5,0 et — 5,1 volts; en interposant une lame de quartz Q (v. la figure) sur le trajet des rayons, le [illegible] V n'était plus que de — 1,42 à — 1,44 volts, les rayons de faible λ étant absorbés. En remplaçant l'arc par une décharge dans l'hydrogène de 2 mm de pression,

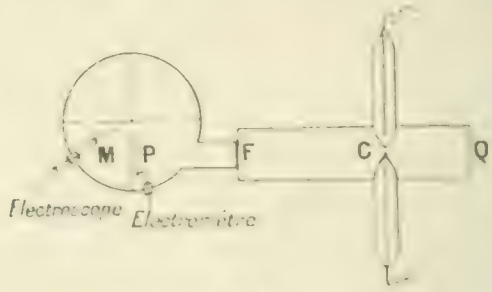


Fig. 2.

[illegible] que la plus petite longueur d'onde d'une décharge dans [illegible] la valeur correspondante pour l'arc sera 1780 U. A., si la loi de Ladenburg est valable dans cette région et qu'on puisse poser, par conséquent, $\lambda \sqrt{V} = \text{const}$. Il faut conclure que l'arc n'émet pas de rayons entre 1450 et 1780 U. A.; mais il en émet dans la région des λ plus courts, car la valeur de λ qui correspond à V = 5 est, d'après la même formule, égale à 1250; c'est donc la plus faible valeur de λ qu'on ait pu constater dans le spectre de l'arc à mercure. Pour [illegible]

2) Expériences sur la superposition d'ondes ultra-violettes de différentes longueurs. Si on admet que le rayonnement [illegible] l'électron sera uniquement déterminée par la fréquence de la lumière incidente; si au contraire les électrons émis sont en « équilibre de température » avec le faisceau incident, la relation sera plus complexe. Pour juger entre les diverses hypothèses qu'on peut faire ainsi sur la nature de l'effet photo-électrique, l'auteur s'est proposé l'expérience [illegible]

[illegible] plaçait dans un tube de quartz tendu [illegible] 1-150 [illegible] 3. Les deux faisceaux à la fois. Les effets [illegible] dans les deux premières hypothèses, mais

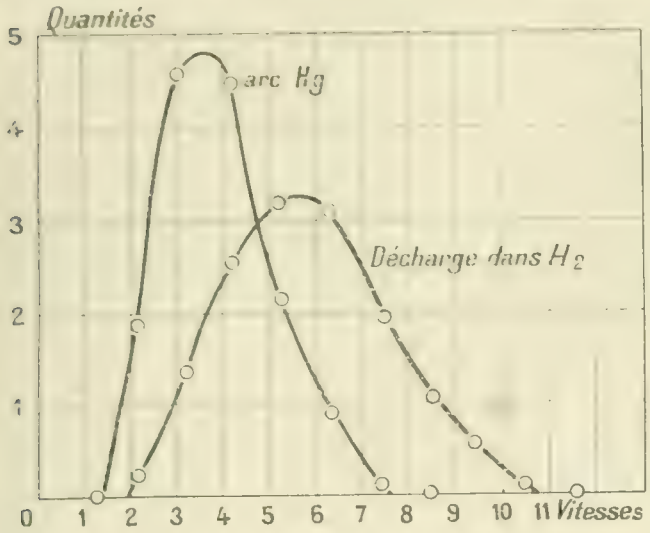


Fig. 3.

[illegible] dans le troisième. Pour chaque source de lumière, on étudie la distribution des électrons en fonction de leur vitesse; pour cela, les électrons émis par la plaque P éclairée sont déviés par un champ magnétique de façon à ce que leur trajectoire soit un cercle passant par les fentes pratiquées dans les cloisons du tambour qu'on voit à gauche de la figure, et qu'ils tombent sur une électrode reliée à un électroscope sensible. A chaque valeur du champ il correspond une vitesse définie des électrons qui traversent les fentes; on mesure la charge de l'électroscope pour chaque valeur du champ, on connaît donc le nombre d'électrons correspondant à chaque vitesse. On trouve qu'il y a superposition, c'est-à-dire que le nombre des électrons de chaque vitesse dans le troisième cas est assez exactement la somme des deux autres. La vitesse des électrons due à une longueur d'onde déterminée est donc indépendante de la présence d'autres longueurs d'onde dans le faisceau. La distribution des électrons en fonction de la vitesse est représentée par les courbes de la fig. 3, pour les deux premiers cas seulement.

Les abscisses sont les vitesses, en 10^7 cm sec, et les ordonnées sont les charges de l'électroscope, en unités arbitraires. On constate, en accord avec l'expérience précédente, que les électrons produits par l'arc sont, dans leur ensemble, beaucoup plus lents que ceux produits par la décharge dans l'hydrogène. L. Kolowrat.

Sur le rayonnement du manchon Auer et des corps amorphes en général. — **Foix** (A.) [*Ann. Chim. et Phys.*, 23 (1911) 281-347]. — Dans la première partie de ce travail, l'auteur calcule les expressions des pouvoirs émissif, réflecteur et transmissif d'une lame amorphe diffusante en fonction des paramètres d'absorption et de réflexion diffuse. La discussion de ces expressions montre que les propriétés émissives de la substance Auer sont celles d'un mélange et fait voir l'influence que peuvent avoir la densité superficielle, l'épaisseur et la diffusion d'un radiateur plan sur son pouvoir émissif. Cette influence est nettement établie par les expériences de la deuxième partie du mémoire; ces expériences montrent également que les compositions d'oxyde de cérium et de thorium de l'auteur sont des mélanges et non des combinaisons.

Les lames ont été préparées de la façon suivante. Dans une solution d'azotate céreux ou d'un mélange de ce corps et d'azotate de thorium, on trempe un rectangle de papier à filtre qui, non imprégné, ne laisse pas de cendres. Ce papier, égoutté et séché incomplètement, est placé entre les deux feuillets d'une toile de platine repliée sur elle-même. On chauffe au-dessus d'un bec Bunsen, sur lequel se trouve une toile métallique, de façon à carboniser la feuille. On obtient ainsi une lame régulière et sans déchirure, en menant lentement la combustion. Avec une préparation riche en azotates, il est préférable de faire la combustion en une seule phase à partir du papier humide.

Les mesures de pouvoir émissif ont été faites au spectrophotomètre d'Arsonval.

Un manchon Auer et une lame de même substance ont à peu près les mêmes pouvoirs émissifs, si la densité superficielle de la lame est convenable; ce qui permet de comprendre les effets dus à la dilatation de l'oxyde de cérium dans l'oxyde de thorium du manchon Auer. D'autre part, le bon rendement lumineux de ce manchon ne dépend pas de la proportion de ses composants, mais plutôt de la densité superficielle de son oxyde de cérium. Le rendement lumineux d'une lame Auer d'abord équivalente au manchon de ce nom et qui serait ensuite privée de son oxyde de thorium, serait légèrement supérieur à celui de ce radiateur. L'oxyde de thorium ne serait pas encore le support idéal. Ed. Salles.

Le pouvoir réflecteur du noir de fumée et du noir de platine. — **Royds** (T.) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 167-172]. — L'échauffement d'une pile thermo-électrique par une source de rayons infra-rouges est mesuré : 1° quand ces rayons tombent directement sur la pile; 2° après qu'ils ont été diffusés par la surface noire étudiée et réunis ensuite sur la pile au moyen d'un miroir hémisphérique en maillechort poli. La surface noire est fixée à côté de la fente B de la pile; celle-ci est placée d'abord en C, non loin du centre D de la demi-sphère, de sorte que

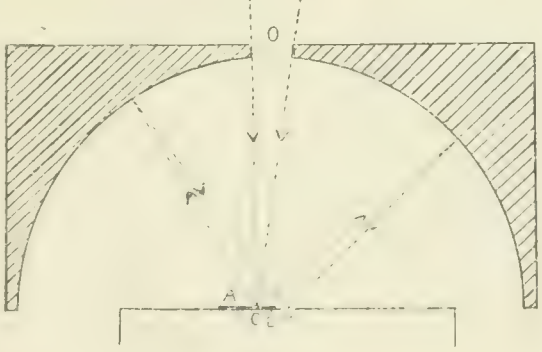


Fig. 1.

le faisceau de rayons entrant du dehors par l'ouverture O et condensé sur A au moyen d'un miroir concave extérieur, vient frapper la pile; puis on déplace l'ensemble de

[illegible] tenir compte de ce qu'une partie de la lumière de la [illegible] E par diffusion. De plus, la lame A échauffée par la lumière incidente émet elle-même un rayonnement; le pouvoir réflecteur du miroir hémi-[illegible] d'erreur principale, du moins pour les surfaces où la couche noire n'est pas très épaisse — une partie des rayons diffusés par la lame A sort par l'ouverture O et ne revient plus sur la pile.

On a employé différentes sortes de rayons infra-rouges : [illegible] 2° rayons restants de la sel-nite (8,7 μ); 3° rayons restants de la fluorine (25,5 μ); 4° rayons restants du sel gemme (51 μ environ). Voici les valeurs du pouvoir réflecteur obtenues avec ces divers rayonnements et diverses surfaces noires :

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	1,15 %	[illegible]	1,30
[illegible]	0,66	0,59	5,70
[illegible]	0,67	[illegible]	7,08
[illegible]	[illegible]	1,1	[illegible]

Si l'on utilise le résultat relatif à 8 μ (c'est-à-dire au maximum de l'énergie émise par un corps noir à 100°) pour introduire une correction dans la valeur, déterminée par Kurlbaum, de la constante *a* de la loi de Stefan

[illegible]

[illegible] $= 7,10 \cdot 10^{-12}$ [illegible]

au lieu de la valeur de Kurlbaum $7,061 \cdot 10^{-12}$.

[illegible] J. Kunz.

Vérification de la loi de Stefan à l'aide d'un four Meker. — Parmentier J. [illegible] *Phys.*, 22 (1911) 447-477. — [illegible] pour vérifier la loi de Stefan au moyen du four Meker, pour [illegible] Dans un tube Meker il [illegible] 1400) [illegible] pour faire fonctionner le four Meker.

Le four pouvant être comparé à un corps noir, on a [illegible] $= 5,8 \cdot 10^{-12}$ [illegible] J. Parmentier.

Sur le pouvoir émissif de cavités en forme de coins et leur usage pour mesurer les températures. — Mendenhall C. E. [illegible] *Physik*, 33 (1911) [illegible] — [illegible] rature d'un métal incandescent au moyen d'un pyromètre basé sur la loi Stefan, on obtient en réalité la température du corps noir équivalent au métal incandescent au point de vue de l'énergie émise. Pour avoir la température vraie du métal incandescent, l'auteur propose d'observer avec le pyromètre optique une cavité en forme de coin dont les parois sont constituées par le métal incandescent étudié. Il a examiné ainsi un ruban de platine plié suivant sa longueur en deux parties faisant entre elles un angle de 10°, et qu'il chauffait au moyen d'un courant électrique. Il montre : 1° que l'intérieur de la cavité ainsi constituée se comporte à peu près comme un corps noir, et 2°, qu'en raison de la conductibilité thermique des métaux, la température sur la surface extérieure du ruban est très peu différente de celle de la surface intérieure. Il a ainsi obtenu pour point de fusion du platine le nombre 1747 (au lieu de 1755 généralement admis), ce qui montre que son procédé

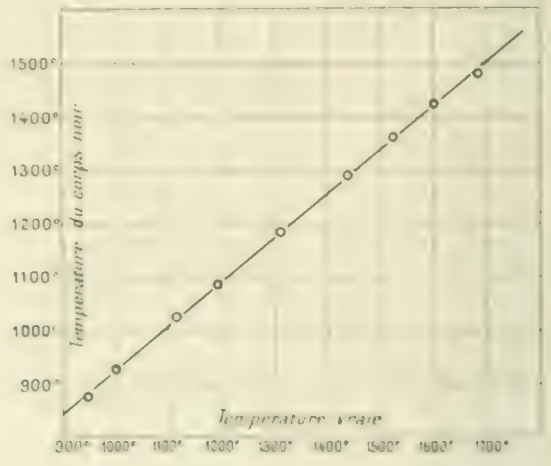


Fig. 1.

est exact. En second lieu il donne la courbe représentant les indications du pyromètre relatives à la surface extérieure du ruban (température du corps noir équivalent) en fonction de celles que l'on obtient en observant la cavité (température vraie). Sur la courbe ci-dessus les points marqués sont ceux qu'il a déterminés de cette manière; la ligne tracée est celle qu'ont obtenue Waidner et [illegible]. J. Danysz.

Réfraction et dispersion de la lumière dans quelques gaz. — Gruschke G. [illegible] *Phys.*, 34 (1910) 801-816. — Ce travail a été entrepris pour vérifier dans quelles proportions la loi de Biot-Arago est valable dans le cas des mélanges gazeux, autrement dit pour déterminer si les propriétés optiques des gaz — réfraction et dispersion — se [illegible] une sorte de *solution* dans laquelle ces propriétés suivraient [illegible]

La réponse à une telle question présente de grosses difficultés. D'une part, en effet, il est très compliqué d'obtenir des gaz suffisamment purs; en outre, les divergences que l'on pourrait constater, sont de l'ordre de grandeur des erreurs expérimentales [illegible] dans la détermination de la dispersion des indices de réfraction.

L'opérateur [illegible] qui est un [illegible] préparateur, se propose de déterminer l'indice pour différentes longueurs d'onde des composés suivants des mélanges, un mélange carbonique CO_2, avec de l'oxyde de carbone CO et avec de l'oxyde de [illegible] CO_2, [illegible] par O. Lehmann et

E. Wolf[1] et qui n'a pas encore été étudié à l'état gazeux au point de vue optique.

L'appareil employé est un réfractomètre interférentiel de Lorenz, dans lequel l'indice n est donné par le nombre de franges N, qui passent dans le champ de la lunette quand on introduit lentement le gaz à une température centigrade t et sous une pression p dans des tubes préalablement vides, et l'on a :

$$n - 1 = \frac{N \cdot 760 \cdot \lambda}{p \cdot L} \cdot \frac{1 + \alpha t}{}$$

où λ est la longueur d'onde employée et L la longueur du tube. On peut apprécier le 1/10 de frange, et avec beaucoup d'exactitude le 1/100.

La source de lumière utilisée est un tube à hélium, qui, dans le visible, donne une raie rouge, une jaune, deux vertes et deux bleues. Les longueurs d'onde sont empruntées aux déterminations de Runge et Paschen[2].

Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus :

$(n - 1) \cdot 10^6$.

λ	668,1	587,6	501,7	492,1	447,3	447,6
Air sec. . .	2950	2959	2960	2962	2969	2978
CO^2	4475	4499	4552	4558	4550	4568
CO . . .	3554	3549	3579	3587	3594	3608

Le gaz carbonique était obtenu par l'action du bichromate de potassium sur le carbonate de sodium; l'oxyde de carbone par l'action du formiate de sodium sur l'acide sulfurique. Les résultats obtenus avec le sous-oxyde C^3O^2 sont peu satisfaisants.

L'auteur compare en terminant ses résultats avec ceux de ses prédécesseurs; il paraît, dans ce travail long et ingrat de métrologie, s'être entouré de minutieuses précautions. M. Boll.

Sur la dispersion anomale des corps colorés et actifs. — Tschugaeff L. et Ogorodnikoff (A). *Ann. Chim. et Phys.*, **12** (1911) 177-144. — M. A. Cotton a montré[3] que les valeurs des rotations spécifiques des corps colorés et actifs en même temps vont en augmentant jusqu'à un maximum puis redescendent ensuite, au lieu d'augmenter continuellement, vers la région violette du spectre, et a rattaché ces anomalies de la dispersion rotatoire au phénomène du dichroïsme circulaire qu'il a constaté pour certains de ces corps.

M. Dowell et Grossemann[4] ont obtenu les mêmes résultats pour des mélanges de différents corps, principalement des dérivés métalliques de l'acide tartrique. L'un des auteurs[5] a constaté la dispersion rotatoire anomale pour des dérivés des xanthogénates provenant des différents alcools terpéniques actifs. Les auteurs[6] ont démontré ultérieurement, pour une série de cas, que les courbes de dispersion et celles d'absorption accusent dans leur parcours un parallélisme incontestable.

Dans des dissolvants indifférents, dans les expériences qui viennent d'être rappelées, les corps actifs étaient en solution; dans la présente note, les auteurs ont cherché à préciser l'origine de la dispersion anomale en examinant un certain nombre de corps actifs doués de la dispersion anomale à l'état liquide et à l'état suspendu et en comparant leurs mesures à celles que donnent les solutions toluéniques de ces mêmes corps. Il résulte de ces mesures que ce sont surtout les valeurs absolues du pouvoir rotatoire qui sont influencées par le dissolvant et à un degré beaucoup plus faible la position du maximum des courbes de dispersion.

Les auteurs concluent que, pour ces corps, l'anomalie de la dispersion rotatoire est indépendante de l'influence du dissolvant inactif. G. Danne.

1. *Ber. d. deutsch. chem. Ges.* 39 (1906) 680.
2. H. Kayser, *Spektroskopie*, 2.
3. *Ann. Chim. et phys.*, 8 (1906) 347.
4. *Phys. Rev.*, 20 (1905) 167. *Zeitschr. f. phys. Chem.*, 52 (1910) 95. *Chem. Centr.*, 2 (1908) 1906.
5. Tschugaeff, *Ber. d. deutsch. chem. Ges.*, 12 (1909) 2244.
6. *Zeitschr. f. phys. Chem.*, 54 (1906) 305.

Sur l'absorption sélective et la diffusion anomale de la lumière dans une couche gazeuse épaisse. — Julius (W.-H.). (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **13** (1911) 881-897). — Ce travail est une étude théorique ayant pour but d'expliquer certaines particularités des raies de Frauenhofer. A cet effet l'auteur considère la propagation de la lumière à travers un milieu gazeux contenant des systèmes vibratoires, caractérisés par certaines fréquences caractéristiques. Si en premier lieu on restreint l'étude au cas où la couche gazeuse n'est pas épaisse, les propriétés optiques du milieu qui déterminent la propagation de la lumière sont l'indice de réfraction et d'absorption. On sait que la théorie électronique relie d'une façon intime la dispersion anomale à l'absorption sélective. Cette théorie nous montre, en accord avec l'expérience que la courbe de la dispersion, en fonction de la fréquence, doit être, au voisinage d'une bande d'absorption, symétrique autour de la valeur de l'indice qui correspond à la fréquence propre d'un des systèmes vibratoires.

L'auteur discute, à fond, dans la première partie de son travail, la formule de Voigt qui mène à ce résultat. Il montre que ces conclusions doivent être retouchées légèrement dans le cas d'une bande d'absorption particulièrement intense. C'est la courbe du carré de l'indice qui jouit, d'une façon plus précise de la propriété de symétrie indiquée plus haut, et par conséquent l'anomalie de l'indice lui-même doit être plus prononcée du côté violet que du côté rouge. Reste à savoir s'il existe des bandes dont l'intensité pourrait justifier le mode de raisonnement de M. Julius. Dans la seconde partie du travail, l'auteur étudie les causes de l'affaiblissement de la lumière se propageant à travers une couche gazeuse épaisse.

On peut écrire l'équation du mouvement vibratoire d'un électron projeté sur l'axe des x

$$mx'' + hx' + kx = X,$$

où m est la masse de l'électron, x son élongation à partir de la position d'équilibre; kx représente la force quasi-élastique proportionnelle au déplacement, enfin hx' est une force ayant le caractère d'une résistance, dont il est nécessaire d'admettre l'existence, afin d'expliquer l'amortissement de la vibration propre de l'électron.

Il est aisé d'entrevoir une première cause de cet amortissement.

L'électron mis en vibration par l'onde qui passe émet à son tour une onde sphérique de même période, donnant ainsi lieu à une *diffusion* de la lumière.

La théorie du bleu du ciel se rattache immédiatement à cette conception. Ce rayonnement secondaire réagit sur l'électron vibrant, sous forme d'une force de résistance que la théorie électronique appelle réaction du rayonnement et qui est égale à

$$-\frac{2\nu^2 e^2}{3c^3}\frac{dx}{dt}$$

ν étant la fréquence
c la vitesse de la lumière
e la charge de l'électron.

[illegible] λ [illegible] $\frac{2\pi\varepsilon}{\lambda}$.

[illegible] d'une bande [illegible] 100 fois plus étroite que $\frac{2\pi\varepsilon}{\lambda}$.

L'absorption de la lumière contribue donc puissamment à l'amortissement. Ceci ramène l'auteur à discuter la nature réelle de l'absorption.

Dans la diffusion aussi bien que dans l'absorption, il y a perte d'énergie primitive du rayonnement. Mais, dans le premier cas l'énergie [illegible] reste, quoique dispersée, énergie vibratoire de même période, tandis que dans le cas de l'absorption cette énergie se transforme soit en énergie de nature différente (chaleur, ionisation) soit en énergie vibratoire de période différente.

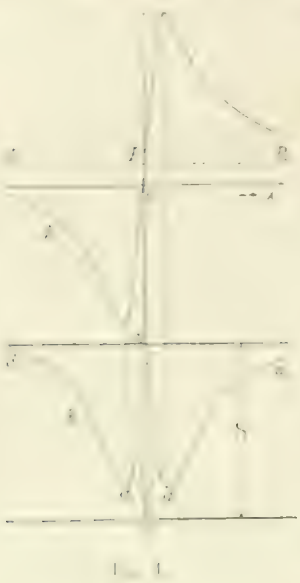


Fig. 1.

On peut imaginer que cette transformation se produit par deux mécanismes différents. D'abord les chocs entre les molécules agissent pour détruire le mouvement vibratoire trop intense ; ensuite une transformation d'énergie vibratoire peut se produire à l'intérieur de la molécule [illegible] celui de ces systèmes dont l'énergie vibratoire est devenue [illegible] toutes ces actions se laissent représenter par une force [illegible] particulier ne subit pas de perturbations.

Ici se place l'hypothèse particulière de l'auteur. Il admet [illegible] 1° que [illegible] lorsque l'énergie vibratoire a dépassé une certaine valeur minima ; 2° que ce n'est qu'au voisinage immédiat d'une fréquence propre que l'énergie excitée peut, par résonnance, atteindre cette valeur minima.

Dans cette façon de voir, il n'y aurait d'absorption pro[illegible] p. ex.). Partout ailleurs c'est la diffusion qui déterminerait [illegible]

[illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] $\frac{1}{2}$ [illegible] des temps de pose différents ; les traits de l'échelle inférieure [illegible]

plique plus, en une partie du rayonnement diffus traverse la couche gazeuse, en compensant en partie l'effet affaiblissant de la diffusion. La formule qui représente le phénomène est $1 - \frac{1}{2}$ [illegible] étant l'épaisseur traversée.

Lorsque la couche gazeuse est épaisse, comme c'est le cas de l'atmosphère solaire, cet effet peut devenir tout à fait comparable à celui de l'absorption surtout dans la région qui nous occupe; c'est-à-dire sur les bords d'une raie de Frauenhofer. En effet, d'après Rayleigh, s est proportionnel à $(n - 1)^2$ et par conséquent augmente rapidement dans la région de dispersion anomale.

Voici la courbe de $n - 1$ [illegible] en fonction de la longueur d'onde (nous supposons la courbe de la dispersion symétrique autour de la fréquence propre). On voit que $n - 1$ est en valeur absolue plus grand du côté rouge que du côté violet. Il en résulte que la diffusion se fait sentir davantage vers le rouge que vers le violet.

Au centre même de l'anomalie, la diffusion n'agit plus, $n - 1$ étant petit [illegible] c'est l'absorption qui produit la partie centrale de la raie de Frauenhofer. Cette partie centrale est symétrique, mais la diffusion a pour effet de transporter vers le rouge, le centre de gravité de la raie, en accentuant le bord tourné vers le rouge. Ainsi l'observateur aura l'impression d'un déplacement de la ligne vers le rouge, et il attribuera à la vapeur absorbante un mouvement dirigé vers le centre du soleil.

C'est cette hypothèse que l'auteur propose pour expliquer le déplacement général des raies de Frauenhofer vers le rouge. L. Wertenstein.

Observations relatives à la dispersion anomale de la lumière dans les gaz. — Julius (H. W.) et Van der Plaats (B. J.). [illegible] *dam*, **13** (1911) 1088-1095. — Il est évidemment de première importance pour la physique céleste de savoir si le phénomène de dispersion anomale au voisinage d'une raie d'absorption est général, ou s'il n'y a à s'en préoccuper que pour quelques raies spéciales. La théorie de la dispersion prévoit sa généralité, mais il n'était pas sans intérêt de vérifier le fait sur l'ensemble des raies d'un spectre d'absorption; c'est ce que MM. Julius et Van der Plaats ont fait pour le brome, l'iode et le peroxyde d'azote.

La méthode employée consiste à produire sur la fente verticale du spectroscope des franges horizontales d'interférence au moyen de deux faisceaux parallèles provenant d'un arc (25 ampères) et ayant traversé, après séparation par des lames de Jamin, l'un un tube fermé par des glaces et contenant la vapeur absorbante, l'autre des glaces identiques aux glaces de fermeture du tube. Le tube avait 12 centimètres de long et était laissé à la température de la pièce dans le cas du brome et du peroxyde d'azote; dans le cas de l'iode on employait un tube de 40 centimètres chauffé à 55°.

On [illegible] un spectre [illegible] leles quoique s'écartant légèrement vers les grandes longueurs d'onde. Les variations rapides de l'indice de réfraction [illegible] par une déformation des franges sur les bords d'une raie d'absorption. C'est ce que l'on constate sans exception pour toutes les raies étudiées.

[illegible]

L'effet qu'on observe est, du reste, pour les bandes non resolues, la resultante de ceux que donnent les raies individuelles. Quand on traverse une bande d'absorption en allant vers les grandes longueurs d'onde, l'indice augmente rapidement sur le premier côté de la bande et diminue rapidement sur le second. L. Dunoyer.

Rapport de l'émission à l'absorption de l'hydrogène incandescent. — **Ladenburg** (R.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 548-549]. — M. Ladenburg a démontré précédemment qu'à l'intérieur même de la raie H_α de l'hydrogène le rapport $\frac{E}{A}$ du pouvoir émissif au pouvoir absorbant n'est pas constant. Pfluger et Konen ont admis qu'il pouvait s'agir d'un renversement de raies. M. Ladenburg donne quelques détails expérimentaux qui montrent le mal fondé de cette objection. La source lumineuse utilisée possède un spectre d'émission continu, sans maximum nettement marqué. Le coefficient d'amortissement calculé d'après la variation d'absorption dans l'épaisseur même de la raie H_α coïncide bien avec celui qu'on déduit des mesures de dispersion. D'après l'auteur, il y a lieu de maintenir le résultat énoncé précédemment, savoir que les différentes parties de la raie H_α de l'hydrogène correspondent à des températures différentes (la température étant définie par le rayonnement du corps non équivalent).

L. Bloch.

Sur le rapport de l'émission à l'absorption par des corps très absorbants. — **Born** (M.) et **Ladenburg** (R.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 198]. — La relation $1 - \rho = \delta$ qui est exigée par le principe de la conservation de l'énergie est incompatible avec la théorie électromagnétique sous sa forme ordinaire quand on l'applique à des trains d'ondes réguliers dans des milieux inégalement absorbants. On retrouve cette relation sous une forme approximative quand on fait intervenir l'incohérence des rayons qui constituent la lumière naturelle.

L. Bloch.

Dispersion de la lumière par la vapeur des métaux alcalins. — **Bevan** (P. V.) [*Proc. Roy. Soc.*, **85** (1911) 58-76]. — Ce travail est la suite des recherches que l'auteur a déjà effectuées sur la dispersion de la lumière par la vapeur de potassium. Il concerne plus particulièrement les vapeurs du sodium et du rubidium et en outre l'effet de variations de la température sur la dispersion. La méthode employée est la même que précédemment.

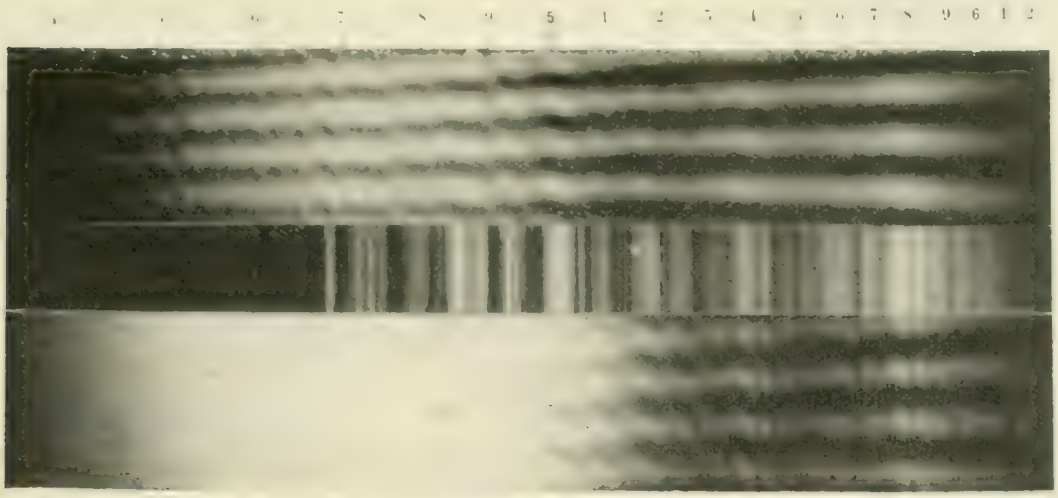


Fig. 1.

C'est encore au moyen de la formule de Sellmeier que l'auteur exprime les résultats obtenus, à savoir :

$$n^2 - 1 = \Sigma \left(\frac{m_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} \right)$$

dans laquelle n est l'indice de la vapeur pour les rayons de longueur d'onde λ; les λ_1, sont les longueurs d'onde des lignes du spectre d'absorption; m_1, des constantes relatives à ces longueurs d'ondes.

En ce qui concerne l'influence de la température, on a observé d'une manière générale une augmentation des constantes m_1, m_2... avec la température, ainsi qu'une augmentation des rapports $\frac{m_1}{m_2}$, $\frac{m_2}{m_3}$..., etc. J. Danysz.

Sur l'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet. — **Wartenberg** (H. V.) [*Phys. Zeitschr.*, **11** (1910) 1168-1172]. — L'auteur avait songé d'abord à utiliser la forte absorption de l'ozone au voisinage de 256μμ pour démontrer la formation de ce gaz dans l'oxygène à haute température. La méthode a échoué, car il s'est trouvé que l'oxygène lui-même devient très absorbant quand la température est très élevée. C'est l'étude de ce phénomène qui fait l'objet du présent travail.

La source de lumière est l'arc au mercure sous quartz. La lumière est dispersée par un prisme de quartz, traverse un tube de 15 cm. de long fermé par une lentille et une fenêtre de quartz, et tombe finalement sur une cellule photoélectrique fermée elle aussi par une lame de quartz, l'électrode négative étant constituée par une lame de quartz platinée comme l'indique Leithauser. Le tube traversé par la lumière est placé dans l'axe d'un four électrique en iridium permettant d'atteindre des températures voisines de 1900°. Il est muni de tubulures latérales pour l'introduction de différents gaz.

L'hydrogène pur, l'azote et l'hydrogène chargé de vapeur d'eau laissent passer l'ultra-violet sans absorption sensible, ce qu'on reconnaît à l'égalité parfaite des courants photoélectriques dans les trois cas. On a fait alors des expériences croisées avec l'azote et l'oxygène, et l'on a admis que le rapport des courants photoélectriques obtenus était une mesure exacte de l'absorption de l'oxygène dans les condi-

[illegible] l'oxygène. L'ozone [illegible] sensiblement les mêmes [illegible] à [illegible].

En [illegible] des longueurs d'onde comprises entre 240 et 254 [illegible] que l'oxygène devient d'autant plus absorbant que la longueur d'onde est plus courte. De plus, en faisant varier la température de 1269° à 1852° C. on a constaté que l'absorption *augmente très sensiblement avec la température*. Il s'agit bien d'un effet spécifique de l'oxygène, qu'on ne peut attribuer à des traces d'impuretés [illegible] d'absorption en fonction de la température en rapportant toujours l'absorption à la même densité et à la même épaisseur de substance, ce qui ne peut se faire sans quelque arbitraire, [illegible] pas de [illegible] les résultats suivants :

1° L'absorption en question n'est pas due à l'ozone. Elle [illegible] à des températures inférieures à la température de formation de l'ozone. Elle a son maximum dans une autre région du spectre que le maximum d'absorption de l'ozone, et l'on a vérifié que ce dernier maximum est [illegible] 80 et [illegible] 155°.

2° La [illegible] d'absorption de l'oxygène trouvée par [illegible] 180 sous la pression atmosphérique, est [illegible] 155 [illegible] sous la pression de 0,02 atmosphère [illegible]. Un échauffement de 0° à 1200° [illegible] 1800° doit l'élargir encore de 80-150 μμ vers les grandes longueurs d'onde, s'il est légitime d'appliquer la loi de la racine carrée de la température. Il semble probable que l'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet, qui ne dépasse pas 186 μμ à 0°, s'étend au delà de 500 μμ quand la température atteint [illegible] 1800°, [illegible] de l'absence presque complète d'ultra-violet dans le spectre des étoiles à atmosphère [illegible].

L. Bloch.

Dispersion et absorption par le chrome et par le manganèse métalliques pour le spectre visible et le spectre ultra-violet. — Fréedericksz V. [illegible] *Phys.*, 34 (1911), 780-796. — L'auteur [illegible] les expériences de E. Minor[1] et de W. Meier[2] sur la dispersion et l'absorption par les métaux. Comme ses deux prédécesseurs, il utilise, en le modifiant un peu, le dispositif expérimental indiqué par W. Voigt[3] : de la lumière monochromatique, produite par un système de prismes et de lentilles de quartz, puis polarisée rectilignement par un nicol, tombe à 45° sur le miroir métallique à étudier et se trouve par suite polarisée elliptiquement. Cette lumière elliptique est analysée au [illegible] de Voigt et d'un [illegible].

[illegible] normales au plan d'incidence et de l'azimut ψ de la polarisation rétablie.

[illegible]

[illegible]

Enfin des valeurs calculées pour n et $\varkappa$, on peut, par les formules approchées de O. Wiener[1], calculer les valeurs de l'angle d'incidence principale $\bar{\varphi}$ et l'azimut principal $\bar{\psi}$.

Nous reproduisons quelques-uns des résultats expérimentaux dans les tableaux suivants :

1° Chrome

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2570	1,031	2,250	[illegible]	76,35	52,50
5400	1,250	2,548	65,6	76,45	74,20
6080	2,466	1,856	70,4	79,29	51,25
5880	3,504	1,261	65,5	80,21	26,12
6680	3,281	1,511	64,4	80,35	26,47

2° Manganese.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2570	0,664	1,746	56,5	60,50	54,27
5400	1,025	1,754	54,0	67,11	52,22
6080	1,655	1,714	56,1	75,2	50,48
5880	2,256	1,671	65,5	77,74	50,40
6680	2,619	1,548	64,5	78,78	29,6

Enfin V. Fréedericksz compare ses résultats avec ceux qu'a obtenus von Wartenberg[2] et la concordance est satisfaisante surtout pour le miroir de manganèse.

M. Bloch.

Absorption et réflexion des rayons infrarouges par le quartz, la tourmaline et le diamant. — Reinkober O. *Ann. d. Phys.*, 34 (1911), 545-572. — Le domaine infrarouge étudié par l'auteur s'étend de 1 à 18 μ. Il emploie une pile thermoélectrique dans le vide, dont la sensibilité ne le cède guère à celle du bolomètre. Il donne les courbes représentatives du pouvoir réfléchissant du quartz (parallèle et perpendiculaire à l'axe), de la silice fondue, de la tourmaline et du diamant. Pour le diamant et la silice fondue on a également déterminé la courbe de transparence.

Les résultats relatifs au diamant présentent un intérêt particulier. Le pouvoir réflecteur du diamant entre 1 μ et 18 μ est très sensiblement constant et égal à 16,5 pour 100. Il n'y a aucune région de réflexion sélective. Ce résultat est conforme à celui de Martens, qui a constaté que la dispersion du diamant se représente très bien par une formule de Cauchy [illegible]

[illegible]

En d'autres termes, il n'y a pas lieu de supposer pour le diamant [illegible] propres dans l'infrarouge et il s'ensuit que pour les longueurs d'onde très grandes l'indice se rapproche d'une valeur limite $n_\infty^2 = 5,67$. Cette valeur paraît concorder avec ce qu'on [illegible] de la constante diélectrique du diamant. D'après l'étude [illegible] dans l'infrarouge comme le diamant. L'étude des courbes de transparence du diamant [illegible]

[illegible]

vers reflechissent. Au delà de 6 μ la transparence du diamant est pratiquement constante et égale à 70 pour 100. En particulier, au voisinage de 14 μ, on ne constate aucune trace d'absorption, contrairement à ce qu'avait prévu Einstein d'après l'étude des variations de la chaleur spécifique.

L. Brou.

Réseau en échelette pour l'infra rouge. Wood (R. W.) [*Phil. Mag.*, 20 (1910) 770-778].

L'une des questions importantes de l'optique est celle de la distribution de l'intensité entre les spectres de différents ordres produits par un réseau de diffraction. Cette répartition est dans la dépendance étroite du profil des sillons qui constituent le réseau. M. Wood a eu l'idée de construire des réseaux dont les traits possèdent une dimension suffisante pour rendre possible la détermination exacte de leur forme, de leur largeur, etc., et d'étudier d'autre part la répartition d'énergie qu'ils produisent, au moyen des ondes calorifiques de grande longueur. En employant

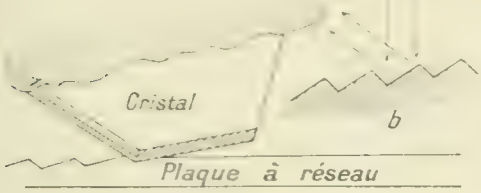


Fig. 1.

les rayons restants du quartz et un réseau de 1000 traits au pouce, le rapport de la longueur d'onde à l'intervalle fondamental est le même que pour un réseau de 14 000 traits et la lumière rouge.

Les conditions essentielles à réaliser sont de donner au profil de chaque trait la forme d'un V dont les deux branches sont inégalement inclinées sur la surface initiale, ne laissent rien de cette surface, c'est-à dire sont contigus et dont les faces sont optiquement planes. Cette dernière condition, la plus difficile à réaliser, élimine les alliages métalliques, à cause de leur structure cristalline. On emploie des plaques de cuivre comme celles qu'utilise la photogravure; on les dore très légèrement et on les polit; elles sont susceptibles de fournir facilement d'excellentes surfaces optiques. Pour produire les rayures on monte sur le chariot d'une machine à diviser un cristal de carborandum orienté comme l'indique la figure. Quand la rayure est bien faite on n'enlève aucune parcelle de métal; les arêtes s'obtiennent par compression, au passage du cristal dans la rayure voisine. Les faces des sillons sont parfaitement planes.

Dans la plupart des cas, le cristal était monté de manière que l'une des faces du sillon fît avec la surface initiale un angle de 20° au plus, et l'autre un angle de 40°. Ces angles sont mesurés en montant le réseau sur un cercle divisé et observant la flamme d'une lampe par réflexion. Pour s'assurer que les traits sont exactement contigus, on met le réseau sur la platine d'un microscope et on l'éclaire à droite et à gauche avec deux lampes, à travers un verre rouge d'un côté et un verre vert de l'autre. En plaçant ces lampes convenablement, on envoie dans l'axe du microscope la lumière réfléchie par les faces des sillons, que l'on aperçoit dans le microscope alternativement vertes et rouges. S'il y a accord des intervalles provenant de la surface initiale, ils se détachent en noir entre les groupes de bandes vertes et rouges.

Les meilleurs réseaux obtenus ne donnent aucune image centrale et concentrent presque totalement l'énergie infrarouge diffractée en un ou deux spectres d'un seul côté. Ils se montrent remarquablement efficaces pour l'étude des grandes longueurs d'onde, et ont déjà permis, dans le spectromètre à vide de M. Trowbridge, de séparer la bande d'émission de l'acide carbonique, fournie par un brûleur Bunsen, en trois et peut-être quatre composantes.

Avec la lumière visible ils donnent de curieux phénomènes dont M. Wood donne des reproductions colorées dans la nouvelle édition de son ouvrage « Physical Optics ». L'ensemble de leurs propriétés leur assigne bien réellement une place intermédiaire entre les réseaux employés pour la lumière visible et « l'échelon » de Michelson.

L. Dunoyer.

Quelques observations sur l'état de polarisation de la lumière diffractée par des réseaux métalliques. — Pogany (B.) [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 279-285]. — L'auteur a étudié deux réseaux plans de Rowland de constante E = 0,001761 mm. Un faisceau de lumière monochromatique fourni par un collimateur tombe sur ce réseau perpendiculairement à la direction des traits. La lumière est polarisée à 45° du plan d'incidence. La lumière réfléchie par le réseau est polarisée elliptiquement et l'on détermine le retard δ des deux composantes parallèle et perpendiculaire aux traits ainsi que l'azimut 2ψ de polarisation rectiligne rétablie. Pour le spectre visible on se sert d'un compensateur de mica; pour l'ultra-violet on emploie une méthode photographique.

L'un des deux réseaux présente une forte dissymétrie tant au point de vue de la répartition des intensités qu'au point de vue de la polarisation. Sous l'incidence normale, il y a même une région où la lumière était sensiblement dépolarisée. La dissymétrie d'intensité était visible à l'œil nu et se traduisait par une différence du simple au triple dans les temps de pose nécessaires pour obtenir des photographies de spectres correspondants de droite et de gauche du réseau. Le second réseau ne donnait que de la lumière régulièrement polarisée, et se comportait d'une manière à peu près symétrique en ce qui concerne tant la répartition des intensités que l'état de polarisation. Les recherches qui suivent ont été limitées à ce second réseau.

L'angle δ diminue en général quand l'angle de diffraction augmente. Au contraire 2ψ diminue quand on s'écarte de la direction de réflexion régulière. C'est ce qui ressort des mesures faites par l'auteur sous l'incidence normale et sous une incidence de 60°.

Ces résultats ont été confrontés avec la théorie de lord Rayleigh, qui suppose d'une part la substance du réseau parfaitement réfléchissante, d'autre part la profondeur de traits petite par rapport à la longueur d'onde (l'écartement des traits peut être quelconque par rapport à la longueur d'onde). La comparaison de l'expérience et de la théorie n'est pas satisfaisante.

On a eu recours alors à la théorie perfectionnée de Voigt. Celle-ci ne suppose plus le réseau parfaitement réfléchissant. Elle fait intervenir les constantes optiques du métal et aussi les coefficients de la série de Fourier qui représente le profil du réseau.

Les courbes expérimentales sont en assez bon accord avec les courbes calculées par la théorie de Voigt en ce qui concerne les variations de l'angle 2ψ. Les courbes qui représentent les variations de δ donnent un accord moins bon surtout pour les grands angles de diffraction, mais l'accord est néanmoins sensiblement meilleur qu'avec les formules simplifiées de lord Rayleigh.

[illegible]

L. [illegible].

Sur les spectres présentés par plusieurs gaz dans la région de Schumann. — Lyman Th. (*Astroph. Journ.*, 33 [1911] 98-107). — Le présent mémoire donne les résultats de recherches relatives aux spectres présentés par l'oxygène, l'hydrogène, l'hélium, l'azote et l'argon dans la région de très courte longueur d'onde. L'appareil employé par l'auteur est représenté [illegible] c'est un tube de décharge ordinaire, présentant un [illegible] L'extrémité [illegible] A est [illegible] dans un cône de laiton B avec du ciment kho- [illegible] intercalé un tube en L que l'on plonge dans l'air liquide [illegible]

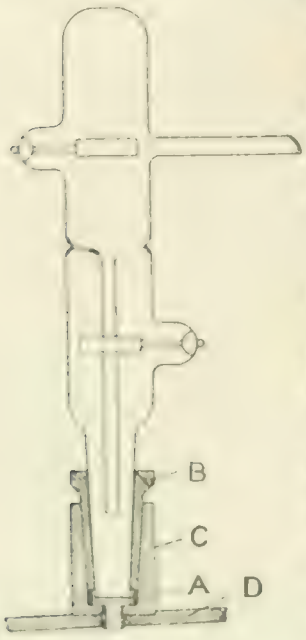


Fig. 1.

Les mesures de longueurs d'onde étaient effectuées par [illegible]

Tableau I. — Hydrogène.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
I	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1656.5	[illegible]	[illegible]
II	[illegible]	[illegible]	[illegible]	1	1701.5	[illegible]	[illegible]
III	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
IV	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
V	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	2 2	[illegible]

Tableau II. — Azote.

Source de raies				Source de raies	
[illegible]	1	2	1	2	1
1585.7	5	1687.5	2	1792.8	6
1595.5	2	1775.0	2	1794.8	5
1616.1	5	1792.9	5		
1651.6	2	1798.5	5	1742.7	7
1664.8	4	1805.7	2	1745.5	6
1671.1	4	1821.1	5		
1701.1	5	1837.6	5		
1715.5	2	1854.0	5		
1750.6	2	1870.9	2		
1784.4	5				
1811.8	4				
1872.5	5				

Tableau III. — Argon.

[illegible]	1	2	1	3	1	2	1
1555.7	5	1705.2	4	1827.6	6	1845.9	6
1554.5	7	1707.0	5	1850.0	10	1850.2	4
1555.8	7	1711.0	4	1851.4*	9	1855.7	9
1560.1	5	1715.8	4	1854.5	2	1865.9	8
1565.5	5	1729.7	7	1855.5	2	1868.7	8
1565.6	4	1775.5	7	1856.5	9	1875.2	10
1567.9	2	1776.0	7	1858.1	2	1877.7	8
1580.5	4	1788.1	5	1859.2	9	1879.7	8
1600.7	5	1807.5	4	1841.5	1	1886.1	7
1602.6	2	1820.0	7	1845.1	9		

1 [illegible]
2 [illegible]

Schumann. Il en est de même de l'hélium. L'hydrogène, l'azote et l'argon ont donné les résultats représentés respectivement [illegible] J. Devaux.

Sur la spectroscopie de l'oxygène. — Kayser (H.) (*Ann. d. Phys.*, 34 [1911] 598-604). — Nous avons publié récemment un mémoire de W. Steubing sur les spectres de l'oxygène. Kayser en fait une critique très sévère, non pas au point de vue expérimental, mais au point de vue de l'interprétation. On trouvera en particulier ici la discussion de certaines idées de J. Stark. E. Bauer.

Régularités dans le spectre du néon. — Watson H. E. (*Proc. Camb. Philos. Soc.*, 16 [1911] 150-155). — L'auteur a déterminé en 1908 les longueurs d'onde de 521 raies du spectre du néon; il s'est proposé maintenant d'y rechercher l'existence de séries régulières. Le spectre consiste en trois groupes isolés : 252 raies depuis l'extrême [illegible] pour chacun desquels les différences de fréquence [illegible] par 10^{8}) sont les suivantes : 1070 entre la pre- [illegible] 1430 entre la première et la troisième, 1847 entre la [illegible]

[illegible] quadruplets, pour lesquels les [illegible] sont 1429 et 1847 ; ils sont donc [illegible] les spectroplets, soit qu'il leur manque [illegible] Voici par exemple deux quadruplets choisis au hasard :

	λ	[illegible]	Dif.
1	7021,78	14232,22	—
	6957,08	14302,55	1070,57
	6785,14	14602,00	1429,78
	6417,45	15577,62	1847,50
2	7000,52	27767,6	—
	5600,50	28837,8	1070,2
	5421,08	29196,7	1429,1
	5225,54	29614,9	1847,3

[illegible] les raies qu'on a pu grouper ainsi sont les plus intenses du spectre ; mais il n'y a pas de relation visible entre les intensités des raies appartenant [illegible] L'ensemble des quadruplets, des triplets et de certaines raies isolées peut être réuni en trois arrangements semblables entre eux ; le premier consisterait, par exemple, en deux raies isolées, 5 quadruplets et 5 triplets, et les deux autres seraient construits d'une manière analogue.

L. Kolowrat.

Sur le spectre de l'arc de Poulsen. — **O'Connor E.** [illegible] *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911), 156. — Le spectre de l'arc [illegible] de Poulsen comprend surtout les raies de l'air ou du gaz où éclate l'arc et ne montre que des traces [illegible] des raies métalliques.

L. Bloch.

Le spectre d'absorption du brome aux températures élevées. — **Evans É. J.** [illegible] *Astroph. Journ.*, **32** (1910), 291-299. — Les résultats de ce travail sont les suivants :

1° Le spectre d'absorption du brome disparaît aux températures élevées, et l'augmentation de pression élève la température à laquelle a lieu cette disparition.

2° La disparition des lignes d'absorption est étroitement [illegible] la dissociation des molécules diatomiques et peut être expliquée d'après l'hypothèse que les molécules monoatomiques produites par dissociation ne donnent pas de spectre [illegible] 5500 et [illegible] 6800.

G. Dana.

Sur la théorie du spectre secondaire. — **H. Harting** *Zeitschr. f. Inst.*, **31** (1911), 72-79. — L'auteur calcule pour un système de deux lentilles minces la dispersion de la distance focale du système en fonction de la longueur d'onde. Il admet la loi de dispersion de Hartmann

[illegible]

valable pour les corps dont les vibrations propres sont suffisamment éloignées dans l'ultra-violet. Il tire de là les caractéristiques d'un certain nombre de systèmes achromatiques pour les rayons actiniques ou chimiques.

L. Bloch.

Recherches photométriques sur la structure de quelques raies spectrales. — **Brotherus (H.)** *Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 195]. Par l'application d'une méthode photométrique interférentielle, l'auteur a observé directement les inégalités d'intensité à l'intérieur de la raie rouge de l'hydrogène ainsi que le renversement spontané des raies du sodium.

L. Bloch.

Sur la mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales. — **Koch (P. P.)** *Ann. d. Phys.*, **34** (1911), 577-444. — L'auteur étudie récemment une méthode de spectrophotométrie photographique. Il s'agit [illegible] pour choisir la mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales. Cette mesure avait déjà été faite par Michelson en 1892 par l'étude de la *visibilité des*

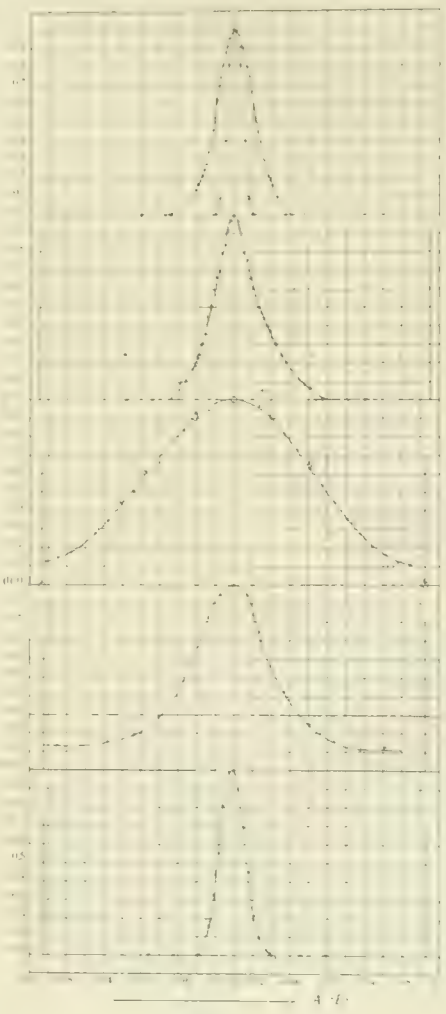


Fig. 1.

raies qui donne directement la *demi-largeur* de la raie et élimine complètement l'influence de l'appareil spectroscopique. Il n'en est pas de même de la méthode de M. Koch, mais elle permet de déceler des variations dans la courbe d'intensité (phénomène de Zeeman, influence de la pression), et de comparer les raies fournies par divers appareils interférentiels (réseau à échelons ; Lummer-Gehrke ; Michelson ; Pérot-Fabry), comme le montre la figure ci-jointe relative à la raie rouge du Cd. Les ordonnées représentent les intensités relatives, les abscisses les distances au centre de la raie en unités d'Angstrom.

E. Bauer.

Sur les spectres de dissociation et leurs propriétés générales. — **De Gramont (A.)** [*Journ. de Phys.*, **1** (1911) 169-178]. — L'auteur appelle spectres de dissociation les spectres produits par les décharges condensées, sans intercalation de self ; il décrit en détail la technique à employer dans ce genre de recherches, technique aux perfectionnements de laquelle il a contribué.

Ed. Salles.

Sur le déplacement des raies spectrales produit par la pression. — Rossi R. [Univ. de Manchester (1911), Mem. 24 (1911) 39-50]. — On sait [illegible] la pression d'un gaz [illegible] les raies du spectre qu'il émet subissent un déplacement. Diverses explications de ce phénomène ont été données, [illegible] à élucider la question. L'auteur a étudié [illegible] les déplacements des raies du spectre [illegible] sous pression dans l'air et dans gaz carbonique respectivement. Les pressions employées ont été de 15, 50 et 50 atmosphères; on a photographié, à l'aide d'un grand spectrographe à réseau, la région comprise entre 4425 et 4757 U. A., et on a mesuré exactement les déplacements de 25 raies prises dans cette région.

Dans l'air, le déplacement à 15 atmosphères a varié, pour les différentes raies, entre 0.025 et 0.191 U. A.; il a [illegible] 0.0076, soit 0,0045 par atmosphère. Pour 50 atmosphères, on a eu 0,0041 par atmosphère, et pour 50 atmosphères, 0,0057 par atmosphère, toujours dans le cas de l'air. Pour le CO_2, les nombres ont été très sensiblement égaux, soit 0,0045, 0,0058 et 0,0058. Ainsi les deux gaz se comportent de la même façon, en ce qui concerne le déplacement; l'aspect général des deux spectres est aussi le même. Il semble donc que l'effet considéré ne dépend que de la pression totale, c'est-à-dire du nombre des chocs entre les molécules, indépendamment de leur nature; et qu'il ne dépend pas du pouvoir inducteur spécifique K du gaz considéré, tout au moins si la différence [illegible] en une proportionnalité entre le déplacement et la quantité K − 1 [illegible] si le déplacement [illegible] K − 1, la différence entre deux gaz serait trop faible pour pouvoir être mesurée. L. Kolowrat.

Variations d'intensité de quelques lignes des spectres de l'hydrogène, de l'argon et de l'hélium en fonction de la pression et du courant. **Nutting (P. G.)** et **Tugman (O.)** [*Bull. of Standards*, 7 (1911) 59-78.] — Trois gaz ont été choisis pour étudier les variations complexes présentées par les spectres de ligne, en fonction du régime de décharge; ces gaz sont l'hydrogène, l'hélium et l'argon. Les sources spectrales étaient constituées par des tubes de Plucker; les uns en verre [illegible] dernier cas on pointait sur l'extrémité du tube. On comparait [illegible] par le tube variable aux lignes données par un tube maintenu dans des conditions expérimentales constantes.

Les recherches principales ont porté sur la détermination [illegible] la densité du gaz.

Toutes les lignes étudiées augmentent d'intensité avec le [illegible] constante par les courants les plus élevés; jamais l'effet [illegible] position d'étincelle ou de condensateur. Les lignes peuvent se diviser en deux classes [illegible] tent de moins en moins rapidement avec l'intensité de courant [illegible] Ar lignes [illegible] de quelques centièmes.

Les gradients potentiels pour l'hydrogène et l'hélium décroissent d'abord rapidement, puis plus lentement avec l'augmentation de courant; les courbes montrant l'intensité des lignes sont visiblement les mêmes qu'on prenne pour abscisses l'énergie interne ou le courant.

L'intensité comme fonction de la densité présente un maximum de 1 à 4 mm. de pression sauf pour He 504. Aucune intensité n'est directement proportionnelle à l'énergie interne, une semblable loi qui paraîtrait justifiée pour l'hélium n'est probablement pas exacte.

L'intensité de quelques lignes reste dans un rapport constant indépendant de l'énergie interne, ceci semble vrai pour tout le premier spectre de l'hydrogène; chaque ligne représente donc une fraction constante de l'énergie totale du spectre. Pour quelques paires de lignes (Ar 603 et 556, He 667 et 587, 504 et 471 [illegible]) on remarque que chaque paire suit la même loi d'énergie avec les mêmes paramètres.

En règle générale pour les différentes lignes du même spectre, les courbes d'intensité de chaque ligne ne se composent pas; la raie Ar 696 est une exception.

En ce qui concerne le deuxième spectre de l'hydrogène, les intensités logarithmiques des lignes sont sensiblement dans un rapport constant. L. Saltes.

Sur la constitution intime des raies spectrales du mercure. — **Glagoleff M.** [*J. russ. Soc. phys. chim. russe, sect. de phys.*, 42 (1910) 450-461]. — L'auteur a fait une étude des raies du mercure, en particulier de la raie verte 5460, en se servant d'un interféromètre à échelon. Avec la raie verte, il a toujours observé cinq raies satellites distinctes et une sixième à peine visible; d'autres auteurs en ont souvent trouvé davantage, mais ceci était vraisemblablement dû à des effets secondaires dans l'inter-

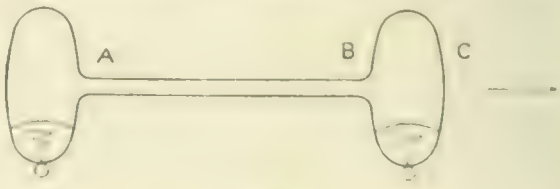


Fig. 1

féromètre, comme [illegible] MM. Lyon et Pérot. L'objet plus spécial des recherches de l'auteur a été le dédoublement de la raie principale qu'on observe lorsque le tube Geissler servant de source des rayons et ayant la forme indiquée sur la figure, est disposé dans le plan passant par la fente du collimateur; la raie verte principale se dédouble dans sa partie centrale, correspondant au canal AB. Ce phénomène est généralement expliqué par un renversement de la raie (Pérot, *C.R.*, 148 (1909) 598); la luminosité dans le canal AB étant plus intense, celui-ci donne une raie plus large que ne le fait le récipient BC; mais comme les rayons émis par AB [illegible] BC [illegible] ceux qu'elle émet elle-même, et il apparaît une raie obscure au centre [illegible] MM. [illegible] et Wilip ont fait intervenir ici l'effet Doppler des ions déplacés avec une grande vitesse à chaque changement de sens du courant dans la bobine d'induction. Sans nier qu'une partie de l'effet observé puisse être attribuée à cette cause, l'auteur est amené à penser que le renversement de la raie suffit pour rendre compte du phénomène; en effet, il a observé que si l'on donne au tube une forme telle que les rayons émis par AB [illegible] BC [illegible] blement disparaît; d'autre part, il devient plus net quand

[illegible] l'intensité du courant dans le tube, ce qui [illegible] l'élévation de température et, partant, d'intensité [illegible] entre A[illegible] et B[illegible]. L. Kolowrat.

Sur la résolution des lignes spectrales du mercure. — **Mac Lennan (J.-C.) et Macallum (E.-N.)** [*Proc. R.*, 32 (1911) 542]. — Les auteurs ont étudié lesquel[illegible] du mercure à l'aide d'un spectroscope à échelon [illegible]. Ils ont pu montrer que la ligne verte 5461 est un [illegible] d'un doublet principal, des trois satellites de longueurs d'onde plus grandes et des trois satellites des longueurs d'onde plus petites. Ils ont obtenu [illegible] la ligne bleue 4359. Cette raie est constituée par une ligne centrale intense, par trois satellites du côté rouge, et deux satellites du côté violet.

[illegible] la ligne verte, les auteurs ont étudié l'effet Zeeman que présente dans un champ de 2000 gauss, son satellite de longueur d'onde la plus courte. La décomposition magnétique prend la forme, lorsqu'on observe perpendiculairement aux lignes de force, d'un doublet intérieur à vibrations parallèles au champ et d'un doublet extérieur à vibrations perpendiculaires au champ. L'écart du doublet extérieur est égal aux $\frac{3}{2}$, celui du doublet intérieur aux trois quarts de l'écart du triplet normal. Dans les pièces polaires de l'électro-aimant utilisé pour ces mesures, on avait creusé une cavité longitudinale permettant d'y placer une lampe à arc de mercure. L'axe de la lampe était ainsi parallèle au champ. Un tel dispositif a l'avantage de concentrer vers l'axe le trait de feu de l'arc par l'action du champ magnétique. Détail intéressant : une lampe de Cooper-Hewitt ne permettait de constater la résolution du doublet de la ligne 5461 ; par contre le doublet était très net lorsqu'on se servait d'une lampe Heraeus.

L. Weitenstein.

Sur la séparation magnétique des raies spectrales du calcium et du strontium. — **Moore (B. E.)** [*Astrophys. Journ.*, 33 (1911) 585-594]. — Dans le cas du calcium l'auteur étudie un certain nombre de quadruplets de la première série secondaire, de triplets de la deuxième série secondaire et de triplets et quadruplets non compris dans celles-ci et dans la série principale. Certaines raies de la deuxième série secondaire ne semblent pas présenter d'effet Zeeman. Pour le strontium, les triplets de la seconde série secondaire ont été examinés; ainsi que les raies de la première série secondaire et trois séries de raies données par Farler. Des tableaux donnent l'intensité des raies et la valeur de $\frac{\Delta\nu}{\nu^2}$.

Les premières et deuxièmes séries secondaires des doublets montrent la même séparation uniforme à la fois comme grandeur de la séparation et nombre des composantes dans tous les substances où des types caractéristiques ont été trouvés; pour le calcium et le strontium on a deux autres types de séries appelées les séries à triplets. D'après la loi de Preston, on devrait s'attendre à ce que non seulement les raies, dans les termes successifs des séries, correspondent, mais qu'il y ait un accord semblable pour la première série en passant d'une substance à l'autre. La loi de Preston s'applique quelquefois, mais le plus souvent ne le fait pas.

Ed. Salles.

Sur quelques phénomènes spectraux qui accompagnent le soufflage de l'étincelle par un champ magnétique. — **Hemsalech (C. A.)** [*C. R.*, 152 (1911) 1086-1089]. — Si on fait éclater une étincelle entre deux électrodes de calcium métallique placées perpendiculairement aux lignes de force d'un champ magnétique suffisamment fort, on observe, dans une atmosphère d'hydrogène, que la décharge s'étend en une nappe lumineuse de couleur rougeâtre, située dans un plan perpendiculaire aux lignes de force; le bord de cette nappe est irrégulier; sa surface présente de nombreuses structures; des projections de vapeur de calcium produisent sur le bord supérieur des éruptions de formes très variées. Si on étudie à l'aide d'un spectrographe la hauteur jusqu'à laquelle les différentes raies sont émises, on constate que les raies H et K du calcium prédominant comme intensité, atteignent une altitude plus élevée à partir des électrodes que les raies de l'hydrogène.

L'auteur pense que les champs magnétiques solaires peuvent avoir une influence sur le mouvement des gaz situés dans leur voisinage; un courant d'hydrogène se déplaçant parallèlement à la surface du soleil pourrait rencontrer des lignes de force émanant d'une tache ; il pourrait en résulter ainsi une déviation violente de ce courant et un entraînement de vapeur de calcium très fréquente dans l'atmosphère solaire; si la projection avait lieu vers le haut on pourrait avoir une éruption dans laquelle la vapeur de calcium serait projetée à un niveau plus élevé que l'hydrogène. Le spectre du calcium obtenu dans les conditions qui ont été indiquées plus haut se rapproche de celui qu'on observe dans les couches supérieures de la chromosphère du soleil.

G. Danne.

Courbure des raies spectrales produites par un réseau plan. — **Biske (F.)** [*Ann. d. Phys.*, 34 (1910) 971-978]. — Les raies spectrales sont examinées dans le plan focal d'une lentille de distance focale f. Il faut distinguer deux cas, suivant que le réseau est perpendiculaire à l'axe optique du collimateur ou qu'il fait un angle quelconque $\frac{\pi}{2} - \alpha_1$ avec lui.

1° Si l'on désigne par α_2 l'angle de diffraction pour un faisceau horizontal émis par le foyer du collimateur, l'image de chaque raie spectrale est donnée par la section par le plan focal d'une portion de nappe d'un cône circulaire, dont le demi-angle d'ouverture est $\frac{\pi}{2} - \alpha_2$.

L'équation de cette section conique par rapport à deux axes rectangulaires est la suivante :

$$y^2 = 2fx \operatorname{cotg} \alpha_2 + x^2 \operatorname{cotg}^2 \alpha_2 - f^2.$$

Sur cette courbe, la position de l'image S_2 d'un point quelconque S_1 de la fente est donnée par la formule :

$$y = \sqrt{f^2 - x^2} \operatorname{tg} \gamma,$$

où γ est l'angle que fait l'axe optique du collimateur avec l'axe secondaire correspondant.

Ces relations déterminent immédiatement la courbure des raies. Il est bien évident qu'elle est nulle pour

$$\alpha_2 = 0$$

et qu'elle augmente avec α_2.

2° Le second cas est plus compliqué : la courbure des raies dépend alors des positions respectives du collimateur et de la lentille de projection.

Cette courbure croît si les angles α_1 et α_2 s'ajoutent arithmétiquement dans l'évaluation de la différence de marche; dans le cas contraire, elle diminue et peut même devenir nulle.

On désigne par α_1' et α_2' les valeurs que prennent les

[illegible]

Si, d'autre part, on appelle ξ l'angle que fait l'axe de la lunette d'observation avec la droite qui joint son centre [illegible] par les [illegible]

[illegible] expérimentalement, peuvent être utiles dans les détermina- [illegible]

M. [illegible]

Cause de la sensibilité du sélénium à la lumière. — Ries (C.) (*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 480-490, 522-555). — Dans l'état actuel de la question, il est essentiel de distinguer entre le phénomène normal ou positif et le phénomène anormal ou négatif. Ce dernier, facile à constater sur des piles convenablement construites consiste en un *accroissement* de résistance sous l'action de la lumière. Cet effet ne doit pas être considéré comme l'analogue ou la contre-partie de l'effet positif. Il s'agit d'une action d'ordre tout différent, due à des causes parasites, dont la plus importante est l'humidité de l'air. M. Ries a montré par des expériences très nettes qu'on [illegible] mètres.

Parmi les nombreuses théories qui ont été proposées pour expliquer le mécanisme des variations de conductibilité du sélénium, il y a lieu de signaler d'abord les théories chimiques. D'après Berndt, le sélénium cristallisé existe sous deux états allotropiques, le SeA et le SeB. Le [illegible] et l'action de la lumière serait la même que celle d'une [illegible] ment, d'une manière directe, que l'éclaire- [illegible] lumière.

Pour ces motifs, M. Ries [illegible] la préférence l'explication purement physique basée sur les théories électroniques. Cette explication est suggérée assez naturellement par les expériences de Wilson sur l'iodure d'argent. Cette substance, très photo-électrique dans l'ultra-violet, ne l'est pas du tout dans le violet. Par contre, les radiations violettes, donnent une augmentation notable de la conductibilité de l'iodure d'argent, tandis que les radiations plus réfrangibles sont, à cet égard totalement inefficaces. Il semble acceptable, d'après ce que nous savons sur l'effet photo-électrique, de supposer que la lumière visible, comme la lumière ultra-violette, peut produire, par résonance, la dissociation corpusculaire, mais que les électrons libérés [illegible] la différence de potentiel qui les sépare du milieu ambiant, restent à l'état libre dans les couches superficielles du métal où ils se manifestent par un accroissement de conductibilité. Cet accroissement ne serait appréciable que sur des substances à résistance élevée, comme c'est justement le cas pour le sélénium. M. Ries pense en définitive que ces propriétés électriques du sélénium résultent d'un *effet photo-électrique interne* et que la théorie électronique en rend mieux compte que les théories chimiques.

L. Bloch.

Propriétés électriques du sélénium lumino-positif et lumino-négatif. — **Brown (F.-C.)** (*Phys. Rev.*, 32 (1911) 257-270). — Le sélénium lumino-positif, est celui dont la résistance augmente sous l'action de la lumière, le sélénium lumino-négatif est celui dont la résistance diminue.

On admet que les variations de conductibilité sont dues [illegible] du sélénium lumineux.

D'autres agents modifient aussi cette conductibilité : pression mécanique, champ électrique, température, humidité, radium, etc.... sans qu'on ait établi des liens bien définis entre les résultats observés dans tous ces cas.

L'auteur montre que les diverses propriétés du sélénium peuvent s'interpréter en admettant que toute variété de sélénium sensible à la lumière contient 3 variétés de sélénium A, B, C qui peuvent coexister à différents états d'équilibre dépendant des quantités présentes de A, B et C des conditions d'éclairement, de pression, de température, etc....

Il admet que le sélénium A a une conductibilité nulle, le sélénium B une conductibilité k_1 de l'ordre des conductibilités métalliques et le sélénium C une conductibilité intermédiaire k_2. L'action de la lumière serait alors de changer le sélénium A en B et le B en C suivant la [illegible]

$$A \rightleftarrows B \rightleftarrows C.$$

La vitesse de transformation est fonction des quantités de A, B, C présentes et de l'intensité et de la longueur d'onde de la lumière qui agit.

Pour simplifier le problème, l'auteur suppose l'intensité lumineuse et la longueur d'onde constantes et il admet [illegible] A en B et B en C sont grandes par rapport aux transformations inverses.

[illegible]

[illegible]

A, B, C, les quantités initiales des trois constituants.

Cette théorie permet de rendre compte d'un grand nombre de faits expérimentaux.

1° Le sélénium le plus sensible est le lumino-positif qui dans l'obscurité contient presque uniquement la variété A.

2° Le sélénium lumino-positif contient des quantités variables des 3 variétés A, B, C.

3° Le sélénium lumino-négatif contient dans l'obscurité les proportions variables de B et C.

4° Le sélénium dont la conductibilité croît d'abord et décroît ensuite sous l'action de la lumière contient avant l'exposition 1 à 10 pour 100 de A; presque tout le reste est constitué par la variété B.

Dans une manière générale la formule donnée rend bien compte des faits sauf dans le cas où la teneur en C devient beaucoup plus grande que celle en B. J. Sarrous.

Sur la nature du retour du sélénium lumino-positif ou lumino-négatif à son état primitif. — **Brown** (F. C.). *Phys. Rev.*, 32 (1911) 252-254.

La conductibilité du sélénium soumis à la lumière augmente (lumino-positif) ou diminue (lumino-négatif).

Dans un précédent travail l'auteur a montré qu'on peut rendre compte des phénomènes observés en admettant que le sélénium comporte 3 constituants A B C se transformant sous l'action de la lumière suivant la réaction

$$A \rightleftarrows B \rightleftarrows C$$

la conductibilité de A est nulle et si k_1 est celle de B, k_2 celle de C, la conductibilité d'un sélénium quelconque est :

$$k = k_1 B + k_2 C.$$

Dans le présent travail l'auteur étudie ce qui se passe lorsqu'un sélénium de composition $A_0 B_0 C_0$ est soumis à la lumière puis abandonné ensuite à lui-même dans l'obscurité. A la fin de l'exposition à la lumière sa composition est $A_1 B_1 C_1$; pendant la période de retour à l'état primitif on a :

$$\frac{dA}{dt} = \alpha_2 B - \alpha_1 A$$

$$\frac{dB}{dt} = \alpha_1 A - \alpha_2 B + \beta_2 C - \beta_1 B$$

$$\frac{dC}{dt} = \beta_1 B - \beta_2 C$$

$$A + B + C = K.$$

Les solutions de ces équations donnent :

$$B = \frac{L}{N} + \alpha_2 e^{-m_1 t} - \alpha_1 e^{-m_2 t}$$

$$C = \frac{L}{N}\frac{\beta_1}{\beta_2} + \frac{\beta_1}{\beta_2 m_1} e^{-m_1 t} + \frac{\beta_1}{\beta_2 m_2} e^{-m_2 t}$$

où

$$L = \alpha_1 \beta_2 K$$

$$N = \alpha_1 \beta_2 + \alpha_1 \beta_1 + \alpha_2 \beta_2$$

$$B_1 = \frac{\frac{L}{N} - \frac{\beta_2 m_1}{\beta_1} e^{-m_2 t} + \frac{L}{N}\frac{\beta_2 - m_1}{\beta_2}}{1 - \frac{\beta_2 m_1}{\beta_1 m_2}}$$

$$A_1 = B_1 - \frac{L}{N} - C_1$$

L'auteur a trouvé que par un choix convenable des vitesses de transformation on peut expliquer les phénomènes observés pour les différentes variétés de sélénium en admettant que la conductibilité de C est comme celle de A petite par rapport à celle de B. Ceci a été vérifié avec soin en étudiant le retour à l'état initial d'un élément au sélénium de Giltay.

Les constantes des équations précédentes étaient pour cet élément.

$$m_1 = 4.2 \quad m_2 = 1.2\,10^{-2} \quad \alpha_2 = 4.2 \quad \alpha_1 = 4.2\,10^{-2}$$

$$\beta_2 = 5.10^{-2} \quad \beta_1 = 1.1\,10^{-2}.$$

Ces constantes diminuent quand on abaisse la température. J. Sarrous.

Sur la loi du déplacement spectrophotométrique. — **Pokrowsky S.** *Phys. Zeitschr.*, 13 (1911) 549-551. L'auteur indique une formule à moitié théorique et à moitié empirique pour représenter les variations de sensibilité de l'œil aux différentes longueurs d'onde. L. Bloch.

Sur la sensibilité de l'œil aux variations de longueur d'onde dans la région jaune du spectre. **Rayleigh** *Proc. Roy. Soc.*, 84 (1910) 464-468.

A propos de la méthode imaginée par un médecin anglais, le Dr Edridge Green, pour établir une classification dans les sensations de couleur, lord Rayleigh a montré qu'un œil normal est sensible, dans le jaune, à une différence de longueur d'onde aussi faible que celles des deux raies D, soit 0μμ,6.

Mais pour arriver à ce résultat il faut des conditions spéciales; il faut surtout que les deux plages colorées à comparer aient une certaine étendue et soient exactement contiguës. Lord Rayleigh se sert d'un appareil imaginé par lui il y a 30 ans pour ses recherches sur la composition des couleurs. Dans une boîte en bois se trouvent un ou plusieurs prismes avec lentilles collimatrices; dans une des parois, une fente fixe au foyer de l'une des lentilles; si l'on éclaire cette fente il se formera un spectre pur sur une autre paroi; à l'endroit où se ferait ce spectre pur on place une fente mobile; si on la met à l'endroit où se serait formé le jaune et si plaçant l'œil contre l'autre fente, *sans oculaire*, on regarde le prisme, on le voit entièrement et uniformément jaune. Une autre fente mobile est placée au-dessus de la précédente et un prisme d'angle très aigu perpendiculaire à l'arête réfringente des prismes dispersifs donne à la lumière qui a traversé cette fente une direction telle que la plage lumineuse qui lui correspond est en parfaite contiguité avec la première. On met d'abord les deux fentes éclairées dans le prolongement l'une de l'autre, puis on déplace l'une d'elles jusqu'à ce qu'on note une différence de couleur entre les deux plages. L'intervalle total des deux positions pour lesquelles on perçoit du côté du rouge et du côté du violet un changement de teinte était de 0.15 mm., la distance des régions D et E étant de 7 mm. La plus petite différence perçue est donc environ le dixième de la distance de D à E soit 0μμ,7.

Si on se place dans des conditions différentes, si par exemple, comme le fait le Dr Edrige-Green, on place dans un spectre une fente qu'on élargit graduellement en déplaçant un seul de ses bords jusqu'à ce qu'on perçoive un changement de teinte, la sensibilité de l'œil se montre beaucoup moindre. La plupart des gens distinguent 18 régions et nomment 6 couleurs (violet, bleu, vert, jaune, orangé, rouge). Un petit nombre seulement distinguent, comme Newton, l'indigo. L. Dunoyer.

La limite de visibilité dans le rouge. — Gage H. P. [illegible] 31 (1910) 607. — Quand on mesure la transmission d'une source de lumière soit par l'intermédiaire de l'œil, soit par la méthode à photomètre à [illegible] d'après, avec une certaine part d'arbitraire, des longueurs d'onde limites. La limite [illegible] dans le rouge est la raie A (0μ,76). Cette raie est déjà loin de l'extrémité apparente du spectre continu et l'auteur propose, d'après ses expériences, de choisir plutôt 0μ,68. L'éclairement produit par les longueurs d'onde supérieures ne dépasse pas 1,6 pour 100 de l'éclairement produit par le spectre entier. Cette différence de 1,6 pour 100 mesure la sensibilité de l'œil dans le rouge. La limite 0μ,68 a l'avantage de pouvoir être reproduite facilement; elle est intermédiaire entre une raie de lithium 0μ,671 et une du potassium (0μ,771); on peut avoir simultanément ces deux raies en formant le spectre d'arc d'un mélange de potassium et de lithium.

La limitation de la visibilité dans le violet n'a pas la même importance pratique parce que les sources usuelles ne possèdent pas d'énergie en quantité appréciable dans cette partie du spectre. L. Dunoyer.

Note sur la mesure de l'indice de réfraction des liquides. — Griffith (O. W.). *Proc. Phys.* 24 (1911) 504-507. — On peut se servir d'un simple ballon de verre, par exemple d'une fiole ronde, pour dé-

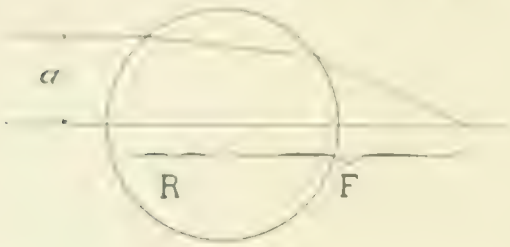


Fig. 1.

[illegible] grande. La distance focale principale F d'une sphère de rayon R est donnée par la formule

$$f = \frac{R}{2} \frac{\mu}{\mu - 1} \qquad (1)$$

[illegible] la formule s'applique à un faisceau central étroit. Deux corrections sont à considérer :

1) L'épaisseur de l'enveloppe de verre peut ne pas être négligeable [illegible] R_1 et R_2. La [illegible] de F [illegible] :

$$\frac{f}{f_1} = \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{\mu - 1}{\mu} = 1 + \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right) \frac{\mu - 1}{\mu} \qquad (2)$$

La correction n'est pas très importante, si le verre est [illegible] pour $R_1 = 10$ cm, $R_2 = 9,95$ cm, la correction est [illegible] pour l'eau.

2) L'épaisseur [illegible] de l'eau [illegible] la sphère, [illegible] la [illegible] de la quantité :

$$\frac{f_1}{f} = \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{\mu - 1}{\mu} = 1 + \frac{a}{R_1} \qquad (3)$$

[illegible]

En choisissant convenablement l'ouverture a du faisceau incident, on peut faire en sorte que les deux corrections se compensent approximativement ; pour l'eau, ceci demande la condition

$$\frac{a}{R_1} = 4 \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1}\right)$$

par exemple, pour $R_1 = 5$ cm, $R_2 = R_1 - 0,05$ cm, il faut $a = 1$ cm.

En pratique, on prendra une fiole de 6 cm de diamètre environ et de 0,04 à 0,05 cm d'épaisseur, et on la peindra au vernis noir mat, excepté deux ouvertures diamétralement opposées, de 1,5 cm de diamètre environ; on s'assurera que les parties restées à nu sont bien sphériques, en mesurant le rayon de courbure au sphéromètre et en le comparant au diamètre mesuré avec un calibre à vernier. On pourra alors déterminer μ à l'aide de la formule (1), sans se préoccuper des corrections. L. Kolowrat.

Destruction de la fluorescence des vapeurs d'iode et de brome par la présence d'autres gaz. — Wood R. W. *Proc. Phys.* 24 (1911) 509-515. — Les vapeurs de sodium, de potassium, de mercure et d'iode [illegible] fluorescence [illegible] lesquelles sont [illegible] par [illegible] monochromatique, la vapeur de brome ne fait pas voir cet effet dans les mêmes conditions que celle de l'iode[1], mais si on la condense en touchant les parois du récipient avec de la neige carbonique, il arrive un moment où le ballon s'illumine pour redevenir obscur presque aussitôt, lorsque les dernières traces de la vapeur ont disparu. La fluorescence du brome n'apparaît donc que pour une densité déterminée et très faible de la vapeur; cette particularité, ainsi que l'effet général destructif de la présence d'un gaz étranger, peuvent s'interpréter en admettant qu'une molécule est capable d'emmagasiner une certaine quantité d'énergie [illegible] et ne commence à en émettre que lorsqu'une espèce de saturation est atteinte; or, pour qu'il y ait fluorescence il faut que cela arrive avant que la molécule ait eu le temps de se rencontrer avec une autre molécule, car autrement toute l'énergie emmagasinée sera transformée en chaleur par suite du choc; il faut donc que le gaz soit assez raréfié pour que la saturation ait le temps de se produire sur la longueur du libre parcours moyen; le degré de la raréfaction nécessaire variera d'un gaz à l'autre. Cependant, cette hypothèse n'explique pas la totalité des faits, ainsi qu'on le verra par la suite.

2. L'auteur a fait des mesures exactes de l'intensité de [illegible] en [illegible] par la [illegible] en [illegible] servant d'un dispositif photométrique à polarisation; il a comparé la lumière venant de la vapeur d'iode à celle d'un [illegible] cobalt et solution diluée de $K^2Cr^2O^7$) puis envoyée à travers [illegible] et [illegible] par un [illegible] [illegible] égales les deux intensités; l'intensité de la fluorescence est alors mesurée par le carré du cosinus de l'angle de rotation, compté à partir de la position d'extinction complète.

[illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

l'un à l'autre en même temps que le poids moléculaire, sans toutefois qu'il y ait proportionnalité. Ainsi, la fluorescence est réduite dans un même rapport par la présence de 5 mm de vapeur d'éther, 7 mm de CO^2, 11,5 mm d'air et 24 mm d'hydrogène. On a fait aussi une série de

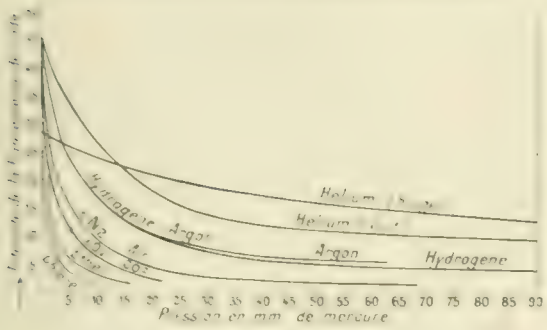


Fig. 1.

mesures avec la vapeur d'iode pure à différentes températures, depuis —20° jusqu'à la température ordinaire; l'intensité de la fluorescence diminue linéairement à mesure que la température augmente. L. Kolowrat.

Influence sur la fluorescence de l'iode et du mercure des gaz ayant des affinités différentes pour les électrons. — Franck (J.) et Wood (R. W.) (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 314-318). — Les expériences photométriques qui viennent d'être décrites ont été étendues à d'autres gaz, en particulier à ceux qui ont une grande affinité pour les électrons, c'est-à-dire ceux qui sont fortement négatifs (ou positifs) au point de vue électrochimique; en effet, on a constaté depuis longtemps que les phénomènes de la décharge électrique sont affectés par des traces de gaz électronégatifs, en particulier de l'oxygène, et on a trouvé que des petites quantités de gaz diminuaient la mobilité des électrons libres dans un gaz neutre tel que A, H_2, Xe; on pouvait donc penser par analogie que les gaz électronégatifs gèneraient également les mouvements des électrons vibrants qui se manifestent dans la fluorescence. Les expériences ont été faites avec de l'oxygène, du chlore, de l'azote, de l'hélium et de l'argon; les courbes obtenues (v. la figure précédente) ont montré que la supposition faite était juste. Par exemple, le chlore a un effet destructif plus prononcé que la vapeur d'éther, quoique son poids moléculaire soit moindre (70 au lieu de 74); l'hélium, gaz neutre, a un effet moindre que l'hydrogène, électropositif; l'argon a le même effet que l'hydrogène, malgré la grande différence de poids moléculaire. Le pouvoir destructif des gaz dépend donc à la fois de leur poids moléculaire et de leur caractère électrochimique.

Des mesures analogues ont été effectuées sur la vapeur du mercure, en chauffant celui-ci dans un ballon de quartz, muni, dans sa partie inférieure, de deux tubulures, dont l'une contenait un thermomètre et l'autre servait à introduire le mercure et les gaz étrangers. On a constaté que l'oxygène détruisait la fluorescence lorsque sa pression partielle n'était que de 3 mm., celle du mercure étant de 30 cm.; au contraire, l'hélium ne l'affectait presque pas, même à la pression d'une atmosphère.

On a vu plus haut que le maximum de fluorescence du brome se produisait, en l'absence de tout gaz étranger, à une pression très différente de celle qu'on a dans le cas de l'iode (pour le brome, cette pression est probablement au-dessous de 0,001 mm., pour l'iode elle est de 0,2 mm.); pour la vapeur de mercure, la pression correspondant au maximum doit être de l'ordre de plusieurs atmosphères. Ces différences vont de pair avec celles du caractère électrochimique du gaz; en effet, le brome est plus électronégatif que l'iode, et le mercure est fortement électropositif; on conçoit donc, par exemple, que dans le brome, les électrons de chaque molécule soient, à pression égale, influencés beaucoup plus que dans l'iode par la présence des autres molécules, et qu'il faille réaliser une pression beaucoup moindre pour que le même effet d'émission puisse avoir lieu. L. Kolowrat.

Sur la fluorescence sous l'action des rayons-cathodiques de la vapeur de sodium. — Wood (R. W.) et Galt (R. W. (*Astroph. Journ.*, **33** (1911) 72-80). — Ces expériences sont la suite des beaux travaux déjà publiés par Wood sur ce sujet[1]. C'est toujours le même appareil qui est employé : un tube d'acier qui sert de cathode, dans lequel pénètre un fil de nickel qui sert d'anode. L'extrémité libre du tube est fermée par une fenêtre de verre ou de quartz; un tube latéral lui est soudé qui communique avec une pompe de Gaede. Un fragment de sodium est placé au préalable dans le tube; au moment de l'expérience il sera vaporisé par un simple bec Bunsen. On chauffe d'abord le tube d'acier en faisant le vide de manière à enlever la plus grande partie des gaz occlus. Puis on fait passer la décharge : celle-ci apparaît sous forme de deux lueurs brillantes jaune orange situées sur l'axe du tube, entre lesquelles il y a un espace obscur.

Les auteurs ont examiné les spectres de cette lumière, et ils ont obtenus les résultats suivants :

1. *Bandes rouges et jaunes.* — Voir le tableau I. Il

Tableau I

Bandes rouges et jaunes.

Bande	Longueur d'onde.	Différence	Bande	Longueur d'onde	Différence
I	6555	50 Å	X	6055	55 Å
II	6515	60	XI	6000	54
III	6455	67	XII	5946	52
IV	6588	60	XIII	5894	51
V	6528	52	XIV	5843	51
VI	6276	58	XV	5792	48
VII	6218	54	XVI	5744	44
VIII	6164	52	XVII	5700	
IX	6112	59	Moyenne		54,7

1. Bandes mal définies.

est intéressant de noter qu'entre les bandes il y a des distances à peu près égales (le spectre a été fait au moyen d'un réseau) et du même ordre de grandeur que celles que l'on observe avec la fluorescence provoquée par les raies $\lambda = 6104$ et $\lambda = 6708$ du lithium. Ce spectre de bandes s'obtient dans des conditions de pression, de température, mais surtout de potentiel, bien déterminées, et que les auteurs se proposent encore d'étudier. Ce spectre ne présente aucune relation simple avec le spectre d'absorption; au contraire, si on le compare au spectre de la fluorescence provoquée par la lumière blanche, on observe que l'un présente des parties sombres là où l'autre est lumineux.

1. *Phil. Mag.*, **15** (1908) 581 et *Proc. Amer. Ac. Arts and Sc.*, novembre 1908.

[illegible] 4540 ; elles n'ont encore été observées par aucun auteur et elles n'ont pas pu être résolues.

[illegible]

Tableau II

[illegible]	Intensité	[illegible]	Intensité	[illegible]	[illegible]
[illegible]	1	[illegible]	1	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	10	[illegible]	[illegible]	[illegible]	10
[illegible]	10	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	1	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	10	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	5008,7	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	2	[illegible]	5	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	5001,7	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	5	[illegible]	5
[illegible]	[illegible]	5671,6	[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

Application d'une hypothèse sur la valence aux phénomènes de fluorescence. — Stark (J.)

[illegible]

... soit généralement distant de son atome : il en résulte pour l'atome proprement dit une charge positive ; la propriété inverse caractérise les atomes *électronégatifs*, qui, outre leur électron de valence, ont une tendance à se combiner à un électron libre.

Des représentations analogues expliquent la divalence et la trivalence des atomes. La nullivalence des gaz inertes résulterait enfin d'une exacte saturation des charges positives et des électrons de valence de l'atome, ces derniers étant en outre profondément enfoncés entre les replis de la surface positive de l'atome, de façon à ne laisser échapper aucune ligne de force (ni positive, ni négative) à l'extérieur de l'atome.

C'est aux électrons de valence que l'on doit rattacher les phénomènes d'absorption et d'émission de la lumière, et par conséquent aussi de fluorescence. La lumière rencontrant l'atome absorbant y met en mouvement l'électron [illegible] intense, et devient un rayon cathodique lent (ionisation par les rayons à petite longueur d'onde), s'en éloigne pour y revenir, si l'absorption est plus faible (absorption des rayons à grande longueur d'onde). Dans les deux cas le retour d'électrons produit, entre autres phénomènes, de la lumière (fluorescence). Et on trouve en effet des substances fluorescentes (gaz ou vapeurs) qui s'ionisent pendant l'excitation par la lumière, et d'autres qui ne s'ionisent pas.

De cette théorie résulte l'explication de certaines circonstances affaiblissantes de la fluorescence des corps : [illegible] *[illegible]vement*. Trois cas principaux peuvent se présenter :

[illegible] *fluorescence* : l'électron perd d'autant plus d'énergie cinétique que [illegible] centes. L'effet affaiblisseur croît avec la pression partielle du gaz ajouté, et, à pression égale, avec son poids moléculaire, ce qui est conforme à la théorie (expériences de [illegible]).

[illegible] libre se colle contre cet atome (que nous avons vu plus haut être avide d'électrons) et est définitivement perdu. Les atomes électronégatifs devront donc avoir une action [illegible]

[illegible]

Recherches sur l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons canaux

[illegible]

[illegible] question, en employant le montage de W. Wien[1], [illegible] appliqué à l'étude [illegible]. Les champs magnétiques [illegible] de 1000 à 9000 gauss, et les tensions de [illegible] 5000 à 50000 volts.

Les principaux résultats furent les suivants :

1° L'influence du champ magnétique sur la distribution des vitesses des particules de séries peut être étudiée au moyen des courbes de noircissement des plaques photographiques, examinées au moyen d'un microphotomètre de [illegible]. On trouve que le champ magnétique n'a aucune influence sur la distribution des vitesses, même à quinze [illegible] au delà du champ efficace, ce qui n'oblige [illegible] à admettre que l'équilibre de dissociation entre les particules positives et neutres est le [illegible].

2° Le champ magnétique a pour effet de diminuer l'intensité lumineuse des rayons canaux, et l'effet est beaucoup plus sensible sur les intensités des raies mobiles que sur celles des raies fixes[2]. On est conduit alors à supposer que les deux raies de la série Balmer sont dues aux porteurs de série en mouvement.

3° Il a aussi montré qu'à certaines places de tubes [illegible] rayons canaux, l'intensité lumineuse des raies mobiles baisse de 25 à 27 pour 100 sous l'action du champ magnétique, tandis que la quantité d'électricité positive transportée peut diminuer de 80 pour 100, ce qui montre que les particules qui [illegible] ne sont pas les particules [illegible].

D'accord sur ce point avec les idées de W. Wien, l'auteur [illegible] que ces particules sont des corpuscules neutres qui rayonnent au moment de la recombinaison.

M. Bo...

La production de la lumière par les rayons canaux. — Fulcher G. S. (*Astroph. Journ.*, 33, 1911, [illegible]). — L'auteur s'est proposé de vérifier, dans le présent travail, les trois hypothèses suivantes :

1° La lumière produite sur le trajet des rayons canaux provient de leurs chocs avec les molécules gazeuses ; son intensité est proportionnelle à l'énergie reçue par les molécules choquées.

2° Pour devenir lumineuse, une molécule doit recevoir au moment du choc une quantité d'énergie supérieure à un certain minimum, le même qui est nécessaire pour produire l'ionisation.

3° Les particules qui choquent n'émettent elles-mêmes aucune lumière.

La première hypothèse fait l'objet des expériences suivantes :

Le tube à décharge est séparé en deux compartiments par la cathode. Celle-ci est constituée par une lame d'aluminium de 1 cm d'épaisseur et percée en son centre d'un trou de 0,5 mm de diamètre. Le premier compartiment, [illegible] produire la décharge, il communique avec un réservoir d'hydrogène par l'intermédiaire de longs tubes capillaires, ainsi que de tubes purificateurs. Le deuxième compartiment, destiné à l'observation des rayons canaux, des tubes de verre larges le font communiquer avec une pompe Gaede. Ce dispositif permet de réaliser dans le compartiment aux rayons canaux une pression de 0,005 mm ou bien de 0,1 mm suivant que la pompe Gaede fonctionne ou non ; alors que dans les deux cas la pression du premier compartiment est maintenue à la même valeur de 0,1 mm. Le nombre de chocs subis par les molécules de la part des rayons canaux est proportionnel à la pression du gaz ; par suite la première hypothèse exige que l'intensité lumineuse du faisceau des rayons canaux soit proportionnelle à la pression. C'est ce que l'auteur a vérifié avec une précision suffisante, au moyen de deux séries de mesures, effectuées en établissant entre l'anode et la cathode deux différences de potentiel (5900 et 4400 volts) les autres conditions restant les mêmes.

Il reste encore à établir que, pour une pression constante, les rayons canaux produisent une quantité de lumière proportionnelle à l'énergie avec laquelle ils sont émis. Pour cela l'auteur recevait les rayons canaux dans un cône d'argent qui servait de soudure à un couple thermo-électrique. Après que l'équilibre thermique eût été réalisé dans le compartiment B, il établissait la décharge dans A pendant un certain temps puis l'arrêtait brusquement : il notait en fonction du temps les indications du galvanomètre mis sur le couple thermo-électrique et il en déduisait l'énergie totale apportée par les rayons canaux. Il fit ainsi plusieurs séries de mesures en changeant la différence de potentiel entre l'anode et la cathode et il put tracer la courbe de l'énergie des rayons canaux en fonction du potentiel de décharge.

D'un autre côté il construisit la courbe de l'intensité lumineuse en fonction du potentiel de décharge.

Dans toutes ces expériences les intensités lumineuses étaient mesurées au moyen de l'opacité produite sur une plaque photographique. Les deux courbes de l'intensité lumineuse et de l'énergie des rayons canaux se sont trouvées identiques à un facteur constant près.

A la suite de ces expériences on doit donc admettre que la lumière des rayons canaux est produite dans les chocs, et que son intensité est proportionnelle à l'énergie échangée dans ces chocs. Ainsi se trouve confirmée la première hypothèse.

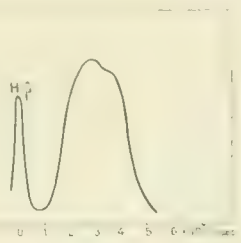


Fig. 1

En ce qui concerne les deux dernières hypothèses, l'auteur a pris pour point de départ l'effet Doppler présenté par les rayons canaux : il s'est servi plus particulièrement de la courbe obtenue par Paschen, et donnant l'intensité lumineuse en fonction de la vitesse des particules productrices de la lumière pour une raie de l'hydrogène (voir fig. 1). Il a examiné au moyen d'une méthode de calcul statistique, l'effet produit par un millier de particules constituant les rayons canaux, en admettant que leurs chocs contre les molécules étaient parfaitement élastiques. Parmi ces molécules, certaines, animées d'une vitesse suffisante, se comportaient comme les rayons canaux et formaient en quelque sorte des rayons secondaires. C'est à deux générations successives de tels rayons secondaires que l'auteur a étendu ses calculs. En admettant que les molécules choquées

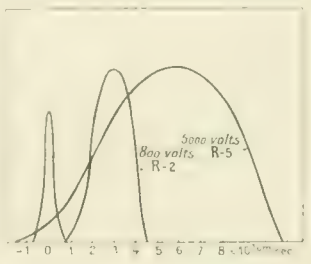


Fig. 2

[1] [illegible] 27, 1905, 1025 ; 30, 1909, 549 ; 33, 1910, 871.

[2] [illegible] 10, 1909, [illegible].

[illegible]

Enfin l'auteur montre que ces considérations rendent [illegible] par [illegible]. L. Bloch.

Actions chimiques spécifiques des rayons canaux de divers éléments. — Dechend (H. v.) et Hammer (W.) [illegible] 17 (1911) [illegible]. — [illegible] dans un autre tube, relié au premier par un conduit capillaire, et où l'on maintient un vide très avancé au moyen [illegible] rayons canaux.

[illegible] trajet une lame de verre faiblement argentée. Le gaz présent dans le tube est l'hydrogène sulfuré. Dans ces conditions on constate au bout de 20 minutes une attaque nette de l'argent en tous les points touchés par les rayons. Cette attaque était surtout visible lorsqu'on soufflait sur la lame de façon à y produire une buée. On obtenait ainsi de véritables images de la tache centrale et des taches paraboliques. [illegible] un noircissement véritable de la tache centrale et d'une pénalode semblant correspondre aux atomes S. Les parties attaquées de la sorte devenaient insolubles dans l'acide nitrique.

[illegible] ment des ions C, C_2 et S_2. Ces ions ont une action chimique différente des ions hydrogène. Les rayons non déviés, dont l'action de phosphorescence est très faible, ont [illegible] L. Bloch.

Actions chimiques des rayons canaux. — Reichenheim (O.) [illegible] 17 (1911) [illegible]. — [illegible] d'électrodes intérieures au cylindre était réuni à l'aide d'un [illegible]

Voici quelques-uns des phénomènes étudiés par l'auteur : [illegible] O_2, de Ag^2O dans Az_2 et H_2, réduction de NaCl et KCl avec formation de métal, décomposition de NO_2, SO_2 décomposition partielle de $NaPO_3$, décomposition totale de KCAz, de $AgNO_3$, $CdCl_2$, réduction partielle de AzO, etc.

L'auteur incline à penser qu'on n'a observé jusqu'ici aucune réaction chimique due aux rayons canaux qui soit vraiment nouvelle, c'est-à-dire qui ne puisse pas se réaliser en dehors d'un tube à vide. De plus, même les réactions dues aux rayons canaux ne paraissent pas être nécessairement des réactions entre les sels étudiés et les particules constitutives [illegible] interviennent directement dans la réaction, qu'ils ne se contentent pas de la faciliter par l'apport d'énergie constitué par leurs chocs. L. Bloch.

Remarques au sujet des expériences de E. Marx sur la vitesse des rayons Röntgen. — Franck (J.) et Pohl (R.) [illegible] *Ann. d. Phys.* 34 (1910) 956-940. — E. Marx, [illegible] *Ann. d. Phys.* 33 (1910) 1505-1591] à comparer la vitesse des rayons Röntgen avec celle d'une onde électrique le long d'un fil, et il est arrivé à ce résultat que ces rayons se propagent avec la vitesse de la lumière.

Les auteurs du présent article critiquent ces expériences principalement sur deux points :

1° Marx n'a pas essayé de montrer, par des mesures directes de tension, qu'à l'électrode de réception il ne se produit pas de potentiel d'interférence des ondes dans l'air et [illegible] Les auteurs, dans des expériences analogues, mais un peu plus anciennes, ont mesuré la tension, mais n'ont pu éviter le potentiel d'interférence.

2° [illegible] Marx [illegible] faible à la haute pression, cesse de l'être quand la pression diminue. Autrement dit, il ne montre pas que la décharge doit cesser, s'il s'écoule des temps de l'ordre de 10^{-9} seconde entre la fin de l'éclairement et l'établissement d'une tension aux électrodes.

Tant que ces deux preuves expérimentales n'auront pas été faites, Franck et Pohl ne voient aucune raison de ne pas expliquer ces résultats autrement que par l'interférence d'ondes électriques dans l'air et d'ondes le long d'un fil ; les rayons Röntgen ne paraissent avoir pour effet que de déterminer une décharge dans les gaz, ce qu'on savait depuis longtemps. M. Boll.

Sur la distribution du rayonnement Röntgen secondaire autour du radiateur. — Crowther (J. B.) *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 16 (1911) 112-120. — L'auteur a mesuré l'intensité du rayonnement secondaire qu'une substance frappée par des rayons X émet dans des directions faisant différents angles avec le faisceau incident ; ce travail est à rapprocher de celui de Barkla et Ayres. Le radiateur était ici une feuille de papier, d'aluminium ou de cuivre, disposée dans un plan vertical et normal [illegible] qu'une faible partie de celui-ci. Le cylindre servant de chambre d'ionisation était fixé sur la circonférence d'une plate-forme circulaire, mobile autour d'un axe vertical passant par [illegible]

toutes les directions, aussi bien du côté d'incidence que du côté d'émergence. Le graphique suivant représente les résultats dans le cas d'une feuille d'aluminium de 0,508 millimètre d'épaisseur. Le radiateur est supposé en R, et l'intensité du rayonnement dans chaque direction est donnée par la longueur du vecteur tracé dans cette direction à partir de R; le faisceau primaire est dirigé dans le sens de

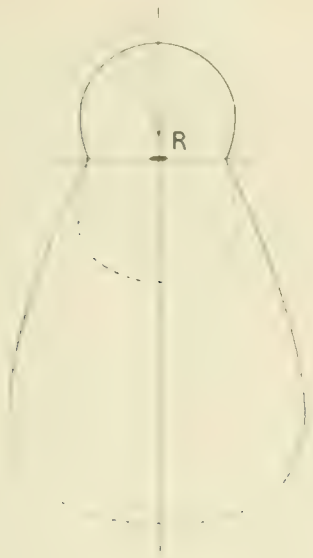


Fig. 1.

la flèche. La courbe expérimentale est celle en trait plein : la courbe pointillée représente la distribution théorique qu'on obtient en supposant que chaque électron de la substance reçoit une accélération au moment où il est atteint par une des pulsations dont l'ensemble constitue le rayonnement primaire, ces accélérations étant, en moyenne, distribuées uniformément dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation; une telle distribution est donnée par la formule

$$I = I_0 (1 + \cos^2\Phi),$$

I étant l'intensité du rayonnement secondaire dans une direction formant un angle Φ avec celle des rayons primaires. On voit que la courbe expérimentale ne s'accorde avec la théorie qu'en ce qui concerne les rayons émis en arrière; pour ceux envoyés en avant, tout se passe comme si un autre rayonnement, d'origine inconnue, était superposé à celui que prévoit la théorie. Des résultats analogues ont été obtenus avec des radiateurs en papier. Dans les expériences de Barkla et Ayres avec un radiateur en charbon, une dissymétrie analogue s'est fait sentir, mais seulement pour des angles inférieurs à 50°.

Avec un radiateur en cuivre, il y a une émission considérable de rayons secondaires « caractéristiques » (homogènes); ceux-ci étant très peu pénétrants, on peut les éliminer en interposant des écrans. Mais le rayonnement hétérogène qui reste alors est très faible, à cause du grand pouvoir absorbant du cuivre pour les rayons primaires. Si, au contraire, on mesure l'effet total et qu'on en retranche celui dû aux rayons hétérogènes, on trouve que la partie restante, c'est-à-dire le rayonnement homogène, est distribuée uniformément dans toutes les directions.

L. Kolowrat.

1) Essai pour découvrir une diffusion dans un faisceau de rayons Röntgen; 2) nouvelles expériences sur le rayonnement Röntgen secondaire. — Crowther J. A. (*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 16 (1911) 177-188). — Ainsi qu'on vient de le voir, le rayonnement secondaire émis par une lame disposée normalement à un faisceau de rayons X est plus intense dans la direction de ce faisceau que dans la direction opposée; on peut chercher la cause de cette dissymétrie dans une réfraction irrégulière des rayons primaires par les atomes du radiateur; on peut par exemple admettre qu'une pulsation passant à travers le champ électro-magnétique d'un atome est déviée chaque fois d'un petit angle α. Lorsque la pulsation a traversé n atomes, la probabilité pour que la déviation totale soit supérieure à θ sera représentée par

$$e^{-\frac{\theta^2}{n\alpha^2}} \qquad (1)$$

En admettant que l'excès du rayonnement émis en avant du radiateur sur celui émis en arrière est dû en totalité au rayonnement primaire ainsi dévié et en comparant la courbe expérimentale avec la courbe théorique (v. la figure de l'analyse précédente), on peut calculer la fraction du rayonnement déviée d'un angle supérieur à 30° par exemple; on trouve qu'elle est égale à 0,095 du rayonnement secondaire total. D'autre part, celui-ci constitue 0,09 du rayonnement primaire, d'après une formule déduite précédemment par l'auteur; l'expression (1), égale au rapport de l'intensité du rayonnement dévié d'un angle plus grand que θ, à l'intensité totale, a donc, pour l'angle $\theta = 30°$ considéré, la valeur $0{,}095 \times 0{,}90 = 0{,}0085$; on en tire $n\alpha^2 = 0{,}57$. Une fois en possession de ce nombre, on peut calculer, pour un dispositif expérimental donné, l'intensité du rayonnement secondaire qu'on doit avoir, d'après l'hypothèse de la réfraction, pour des directions voisines de celles du faisceau primaire, et la comparer à celle qu'on peut observer en réalité; disons de suite que la comparaison n'est pas en faveur de l'hypothèse en question.

La difficulté principale qui se présente quand on veut observer le rayonnement secondaire émis dans une direction formant un petit angle avec les rayons primaires, provient des rayons diffusés dans l'air; il est donc nécessaire que les rayons primaires fassent leur trajet dans le vide. A cet effet, le faisceau émis par l'anticathode d'un tube à rayons X est envoyé, à travers une petite fenêtre d'aluminium mince, suivant l'axe d'un cylindre vidé d'air et contenant le radiateur; l'extrémité opposée du cylindre est fermée par une feuille d'aluminium devant laquelle une lame de plomb munie d'une fente se déplace à l'extérieur au moyen d'une vis micrométrique; la chambre d'ionisation se trouve immédiatement devant cette fente. L'intensité du rayonnement mesurée dans cette chambre passe évidemment par un maximum lorsque la fente se trouve exactement sur le trajet du faisceau primaire; elle décroît rapidement lorsque le déplacement de la fente atteint une valeur déterminée; l'intensité qui reste alors ne constitue que 2 pour 100 de celle qu'on peut prévoir d'après la théorie de la réfraction irrégulière pour l'angle auquel on a affaire; la théorie est donc en désaccord avec l'expérience, et la cause de la dissymétrie constatée reste toujours à trouver. L'auteur a essayé d'influencer cette dissymétrie en plaçant le radiateur dans un champ magnétique (jusqu'à 2500 gauss) ou électrique (jusqu'à 22500 volts par cm); les résultats, qui n'ont qu'un caractère préliminaire, ont toujours été négatifs, c'est-à-dire que la présence du champ n'avait pas d'effet sur la distribution des rayons secondaires.

L. Kolowrat.

Sur l'énergie et la distribution des rayons X diffusés par la matière. — Crowther (J. A.) [*Proc. Roy.* Soc., 85 [illegible]. — Les recherches théoriques de J. J. Thomson sur [illegible] entre la diffusion par les [illegible] des rayons X et

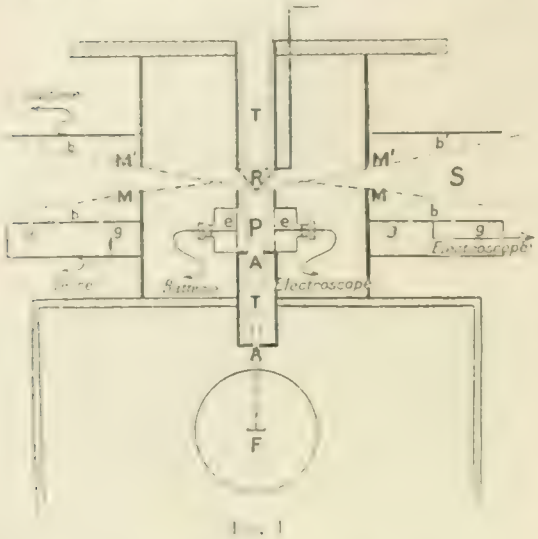


Fig. 1

[illegible] par unité de volume de matière. [illegible] les résultats de J. J. Thomson ont été généralement vérifiés par l'auteur tout [illegible] que le nombre d'électrons contenus dans un décimètre cube d'air au pression et [illegible] le fait du présent travail est de [illegible] les rayons X diffusés par une masse donnée de matière, l'expression :

$$\frac{N}{S} \times \frac{m}{m'} \times \frac{1}{\epsilon}$$

S [illegible] N [illegible] dans la masse en question.

ϵ = [illegible] d'absorption.

m = [illegible] d'un électron.

m' = [illegible] des rayons X primaires.

[illegible] les écrans convenables laissent entrer dans une chambre d'ionisation S ceux des rayons diffusés par l'écran conique qui sont inclinés de moins de 6°24′ sur un plan perpendiculaire au faisceau de rayons X primaires. L'écran conique a une ouverture de 90° et il est constitué par une feuille d'aluminium ayant une épaisseur de 0,109 mm, suivant le trajet des rayons X primaires. Avant d'arriver sur l'écran, ceux-ci traversent une chambre d'ionisation P, qui permet [illegible] la fig. 1 [illegible].

L'auteur mesure l'ionisation créée en P par les rayons [illegible] I_0 [illegible] I_0 [illegible] $P = 0$ [illegible] I [illegible] :

$$\frac{I_0}{I} = [illegible]$$

les valeurs I_0, I étant considérées en un point où les faisceaux primaire et secondaire ont la même section.

Pour le but qu'il se propose, l'auteur doit encore corriger cette valeur de $\frac{I_0}{F}$ de l'effet produit par l'absorption des rayons primaires dans l'écran conique ; il trouve alors, que si les rayons primaires étaient seulement diffusés, et pas du tout absorbés, on aurait :

$$\frac{I_0}{I_0} = 0,00168 \times 1,24 = 0,00208.$$

Pour faire cette correction, il a admis que l'absorption se faisait suivant une loi exponentielle avec un coefficient $\epsilon = 11,0$ cm^{-1}.

Nous avons ainsi le rapport $\frac{I_0}{I_0}$ pour les rayons diffusés compris entre deux cônes dont les génératrices font avec le plan perpendiculaire au faisceau primaire des angles de [illegible] 6°24′ et [illegible] 6°24′.

Pour avoir le rapport $\frac{I_0}{F_0}$ relatif au total des rayons diffusés par l'écran conique, l'auteur a entrepris une deuxième série d'expériences au moyen de l'appareil représenté fig. 1. Là encore un mince faisceau de rayons X traverse d'abord une chambre d'ionisation I où il est mesuré, puis frappe un mince écran d'aluminium R. Une deuxième chambre d'ionisation S, mobile autour d'un axe passant par le milieu de R, mesure l'intensité des rayons diffusés dans une direction faisant avec le faisceau primaire un angle quelconque. La fenêtre W laisse entrer dans la chambre S un faisceau conique de rayons diffusés dont l'angle d'ouverture est 15°. En mesurant l'ionisation en T l'auteur s'assure de la constance des rayons X primaires. Puis, pour

Fig. 2

[illegible] de la chambre mobile S il mesure l'ionisation [illegible] la présence de l'écran R [illegible] il [illegible] le nombre [illegible]. La correction sur [illegible] X [illegible] et il obtient ainsi une courbe [illegible]

l'ionisation I_θ en fonction de l'angle θ que les rayons diffusés émergent tout avec le faisceau primaire (voir fig. 2). Soit R_θ l'énergie des rayons diffusés entre deux cônes ayant un axe commun parallèle à la direction du faisceau primaire, pour sommet un point de l'écran R frappé par les rayons X primaires, et dont les génératrices forment avec l'axe, soit α la surface de la fenêtre W de S et r la distance de S à R, on a :

$$R_\theta = R_0 d^2 \frac{\alpha}{2\pi r^2 \sin \theta d\theta},$$

en supposant que W est tout entier entre les deux cônes considérés d'où $R_\theta = I_\theta \sin \theta = \text{constante}$.

L'énergie diffusée totale est

$$\int_0^{\pi} R_\theta r d\theta \quad \text{soit} \quad c' \int_0^{\pi} I_\theta \sin \theta d\theta,$$

$\sin \theta d\theta$, c' étant une constante.

D'autre part l'énergie envoyée par diffusion entre les cônes d'angles $\frac{\pi}{2} - 0^\circ 24'$ et $\frac{\pi}{2} + 0^\circ 24'$ sera

$$c' \int_{\frac{\pi}{2} - 0^\circ 24'}^{\frac{\pi}{2} + 0^\circ 24'} I_\theta \sin \theta d\theta$$

en posant $\theta = 0^\circ 24'$.

L'auteur calcule ces intégrales graphiquement. Il trouve qu'en unités arbitraires l'une vaut 2292 et la deuxième 155.

Par suite, la radiation diffusée totale dans la première expérience est une fraction des rayons X primaires égale à

$$0,00208 \times \frac{2292}{155} = 0,0547.$$

La densité de Al est 2,7 ; la masse par cm² du radiateur conique est 0,0294 gr : cm². Pour un écran de 1 cm² et pesant 1 gr, on aurait :

$$\frac{E_s}{I_0} = \frac{0,0547}{0,0294} = 1,18.$$

Posons alors $\frac{Ne}{3} \times \frac{e^2}{m^2} = 1,18$,

ou $e = 1,55.10^{-10}$ U. E. M

$\frac{e}{m} = 1,75.10^{-7}$ U. E. M.

on en tire $N = 1,95.10^{24}$.

La masse d'un atome d'hydrogène étant $1,61.10^{-24}$, celle d'un atome d'aluminium est $27 \times 1,61 \times 10^{-24}$ soit $4,35.10^{-23}$, le nombre d'atomes d'aluminium par gramme $= \frac{1}{4,35.10^{-23}} = 2,30.10^{22}$, et par suite le nombre d'électrons contenus dans un atome d'aluminium est :

$$\frac{1,95 \quad 10^{24}}{2,30 \quad 10^{22}} = 85$$

L'auteur rappelle que l'étude de la diffusion des rayons β donne le nombre 81. J. Danysz

Sur la diffusion du rayonnement Röntgen. — **Owen E. A.** (*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, **16** (1911) 161-166). — Le problème traité ici est le même que dans le travail de Crowther analysé plus haut ; un faisceau horizontal de rayons X est dirigé normalement sur un radiateur formé de plusieurs couches de papier à filtrer, et la distribution du rayonnement secondaire autour du radiateur est étudiée à l'aide d'une chambre d'ionisation mobile autour d'un axe vertical passant par le plan du radiateur ; des corrections sont introduites pour tenir compte de la dispersion des rayons dans l'air et de leur absorption dans le papier. La distribution à laquelle conduisent ces expériences présente le même caractère que celle trouvée par Crowther (v. plus haut la fig. 1) : du côté de l'incidence, elle est d'accord avec la formule

$$I_\theta = I_0 (1 + \cos^2 \theta);$$

par contre, le rayonnement secondaire émis en avant est plus fort que ne le voudrait cette formule, la dissymétrie étant d'autant plus grande que le rayonnement primaire est moins pénétrant ; avec les rayons les plus durs qu'il ait été possible d'employer, la dissymétrie s'était effacée entièrement. La dissymétrie s'accroît aussi avec l'épaisseur du radiateur, tout au moins jusqu'à une certaine limite. Ces résultats semblent d'accord avec l'hypothèse qui explique la dissymétrie par une réfraction irrégulière des rayons primaires. L. Kolowrat.

Production et propriétés de rayonnement Röntgen doux. **Whiddington (R.** (*Proc. Roy. Soc.*, **85** (1911) 99-118). — Le rayonnement Röntgen est fourni par des anticathodes de nature variée qui reçoivent, sous une incidence de 45° environ, le faisceau cathodique primaire. Ce faisceau est alimenté par une batterie d'accumulateurs permettant de faire varier le potentiel d'émission entre 1500 et 5600 volts. Les rayons X sortaient du tube par une fenêtre d'aluminium de 0,02 mm d'épaisseur soutenue par une toile métallique mastiquée sur le tube.

La cathode, de forme concave, était entourée d'un tube de verre la touchant et allant presque jusqu'à l'anticathode ; cette disposition évite la pulvérisation de la cathode et les décharges secondaires qui en résultent ; ces décharges troublent la décharge principale et rendent impossibles des mesures régulières. Les diverses anticathodes sont montées sur un même chariot mobile sur des rails à l'intérieur du tube. On les amène successivement sous la cathode au moyen d'un électro-aimant.

Les mesures ont porté : 1° sur l'énergie totale du rayonnement de Röntgen qui sort du tube, en recevant ce rayonnement dans une chambre d'ionisation d'épaisseur suffisante pour l'absorber entièrement ; 2° sur leur pouvoir pénétrant à travers divers métaux ; 3° sur la production de rayons corpusculaires par leur incidence sur une surface métallique. On a étudié à ces trois points de vue l'influence de la nature de l'anticathode et de la vitesse des rayons cathodiques primaires.

La chambre d'ionisation est formée d'un cylindre de laiton fermé par une toile métallique parallèle au plateau isolé qui forme l'électrode intérieure. Ce plateau est relié à un électroscope Wilson et à une capacité pour faire varier la sensibilité. Le tout est monté sur un chariot qui permet d'amener rapidement la toile métallique qui ferme la chambre à une distance connue de la feuille d'aluminium qui ferme le tube de décharge.

Influence de la nature de l'anticathode et de la vitesse des rayons cathodiques primaires sur l'énergie des rayons Röntgen. — Les résultats de l'auteur sont en désaccord complet avec la classification établie antérieurement par Kaye[1] entre les qualités des métaux fonctionnant comme anticathode ; l'uranium était le plus efficace, le titane le moins. Il est vrai que Kaye employait des rayons assez durs et que de plus il n'absorbait pas dans la chambre d'ionisation tous les rayons produits, de sorte que la dureté plus ou moins grande du rayonnement Röntgen relatif à chaque métal devait intervenir. Dans ses expériences sur l'énergie des rayons, l'auteur avait soin de fermer la chambre

1. *Phil. Trans.*, **209**, 157.

[illegible]

[illegible] rayonnement d'une anticathode choisie comme étalon (en cuivre) s'est montrée dans ces conditions indépendantes de la vitesse des rayons cathodiques primaires, sauf pour l'aluminium et le platine; c'est ce que montre la figure 1. La [illegible]

[illegible] ment, elle augmente linéairement avec la différence de [illegible]

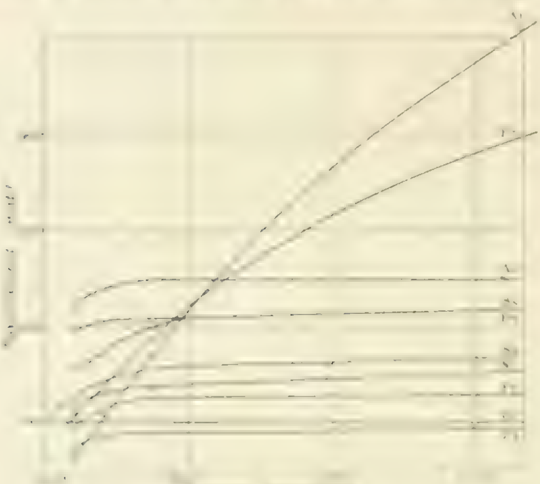


Fig. 1.

[illegible] tiel minima est sensiblement indépendante de la nature de l'anticathode; elle semble liée à l'effet produit par la [illegible] nement secondaire.

[illegible] abscisses les épaisseurs de cuivre en prenant une épaisseur arbitraire pour unité. On voit que l'alumi- [illegible] du platine montre que le rayonnement fourni par ces [illegible] par une anticathode de [illegible] nt de nature donnée, on [illegible]

Fig. 2.

[illegible] fenêtre d'aluminium à travers laquelle il sort du tube.

[illegible] que l'aluminium et le platine émettent, sous l'action du rayonnement Rontgen fourni par une anticathode en alu [illegible] tense à la chambre d'ionisation pour éliminer l'effet des corpuscules négatifs émis par la fenêtre d'aluminium. La présence du champ accélère la charge négative prise par l'électrode isolée quand elle est en aluminium ou en platine [illegible]

Ces résultats conduisent l'auteur à classer les dix métaux qu'il a étudiés en deux groupes. Ceux du groupe A (Ag, Cu, [illegible] pour une différence de potentiel génératrice donnée, mais dont la *quantité* dépend du métal (fig. 1). La qualité dépend d'ailleurs du potentiel générateur (fig. 3). Ils n'émet-

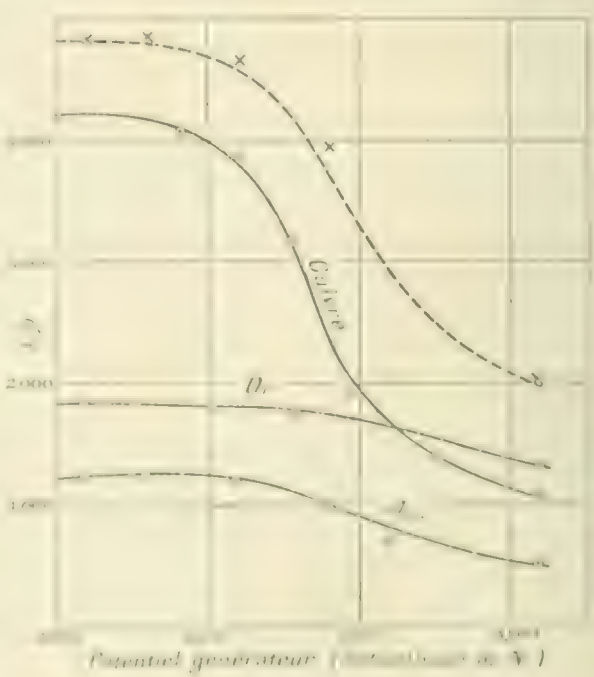


Fig. 3.

[illegible] pas de rayons corpusculaires. Le platine et l'aluminium forment un groupe B, pour lequel à un rayonnement dont la qualité dépend du potentiel générateur se superpose un autre rayonnement dont la propriété caractéristique est de pouvoir être excité par des rayons Röntgen moins pénétrants. Influence de la tenture d'aluminium aux faibles voltages [illegible]. L. Bouvaist.

REVUE DES LIVRES

Radiumnormalmasse und deren Verwendung bei radioaktiven Messungen. — Rutherford (E.) [Conférence 14 [illegible] 21 5, 15 p., *Akademische Verlagsgesellschaft*, Leipzig, 1911].

La traduction par M. Finkelstein d'un article paru récemment en anglais : l'auteur y résume, sous une forme claire et succincte, les méthodes usuelles par lesquelles on dose le radium et les autres substances radioactives, et met particulièrement en relief la question des étalons de radioactivité. Après une introduction de quelques pages sur la série des transformations du radium, l'auteur parle de la nécessité d'établir un étalon international, d'une part, pour pouvoir comparer entre elles les valeurs des constantes fondamentales (chaleur dégagée, nombre de particules α, etc.) obtenues par différents observateurs; d'autre part, dans l'intérêt du commerce du radium qui s'étend de plus en plus. Un tel étalon devra être constitué par une quantité estimée de radium, à laquelle on comparera les échantillons à mesurer par la méthode des rayons γ. L'auteur estime que cette méthode peut donner une précision allant jusqu'à 1 5 pour 100, si l'on opère dans des conditions convenables et si l'on tient compte de l'absorption causée par les parois du tube de verre qui contient la substance. Pour comparer des échantillons d'activité très inégale, l'auteur recommande l'emploi des méthodes de compensation; on peut, par exemple, utiliser une couche d'oxyde d'urane comme source constante d'ionisation, et placer chacun des échantillons étudiés à une telle distance de la chambre d'ionisation que le courant qu'il produit dans l'appareil de mesure (électromètre ou électroscope) soit compensé par celui que provoque l'oxyde d'urane dans une autre chambre d'ionisation reliée au même électroscope; la quantité de radium cherchée est alors proportionnelle au carré de la distance entre l'échantillon et la chambre d'ionisation, abstraction faite de la faible absorption des rayons γ par l'air.

Dans les dosages par rayons γ, il ne faut pas oublier que certains échantillons de radium peuvent contenir du mésothorium, dont le rayonnement γ est semblable à celui du radium, mais dont la valeur commerciale est moindre; pour décider de la présence du mésothorium, il suffit de dissoudre le sel et d'en extraire toute l'émanation par une ébullition prolongée pendant plusieurs heures; si le radium est pur, son rayonnement, examiné aussitôt après cette opération, ne doit pas contenir une quantité notable de rayons γ; le contraire prouverait une altération par le mésothorium.

La destruction spontanée du radium n'est pas une objection à l'emploi d'étalons constitués par ses sels, car la baisse d'activité ne constitue qu'un millième après trois ans, et on peut facilement en tenir compte; la formation continue du RaE n'influe pas sur les dosages, car le rayonnement γ de cette substance est faible et très absorbable, de sorte qu'il est entièrement éliminé dans les dispositifs ordinaires.

Les échantillons de radium sous forme de sels solides trouveront surtout leur emploi pour le dosage des quantités relativement grandes, à partir d'un dixième de milligramme par exemple; pour des radioactivités faibles, comme celles qu'on rencontre dans l'étude des eaux et des minéraux naturels, on fera usage de la méthode de dosage par l'émanation. Une solution contenant une quantité de radium de l'ordre de 10^{-10} gr. peut servir d'étalon dans ces mesures; une telle solution se conserve pendant des années sans qu'il y ait précipitation, si l'on a eu soin d'y ajouter de l'acide chlorhydrique.

Après un court paragraphe consacré au dosage du mésothorium et du radiothorium, l'auteur reproduit le rapport du comité élu par le congrès de Bruxelles pour établir un étalon international de radioactivité (*Le Radium*, **7** (1910), p. 65 des feuilles de couverture); il termine en disant que tous ceux qui travaillent dans la radioactivité sauront apprécier la valeur d'une unité internationale, car le progrès des mesures exactes tient essentiellement à son introduction.

L. Kolowrat.

Méthodes de mesures employées en radioactivité. — Laborde (A.) [1 vol. 170 pages, 12 × 19, Gauthier-Villars et Masson, éditeurs, Paris 1911].

Les mesures en radioactivité sont devenues aujourd'hui très spéciales et des méthodes susceptibles de donner des résultats d'une grande précision ont été imaginées dans la plupart des branches de cette science. Les descriptions de ces méthodes et les précautions nécessaires qu'on doit prendre pour obtenir des résultats précis sont disséminés dans différents périodiques, et c'est par conséquent un travail considérable de rechercher la meilleure méthode donnée pour telle mesure particulière. Le livre que M. Laborde a écrit sera reconnu d'un grand usage pour tous ceux qui travaillent en radioactivité, car il y a rassemblé sous forme d'une petite brochure les meilleures méthodes à employer dans les mesures les plus importantes en radioactivité. Les manières d'effectuer les opérations nécessaires sont clairement décrites, et les bases théoriques sur lesquelles les expériences reposent sont développées; on y a aussi discuté les précautions à prendre pour obtenir des résultats satisfaisants. On y trouve de nombreuses références aux mémoires originaux, de telle façon que le lecteur peut obtenir rapidement des renseignements plus amples sur des questions de détail quand il le désire.

En parcourant ce livre, j'ai trouvé une lacune qui pourrait bien être comblée dans une édition future. L'auteur ne s'occupe presque exclusivement que des mesures physiques, alors que la chimie de la radioactivité, les méthodes et la technique de cette partie du sujet sont complètement délaissées. Tous ceux qui travaillent en radioactivité savent combien fréquemment on a à effectuer des manipulations chimiques et des séparations, et combien il est difficile d'avoir des renseignements sur ces questions. Une extension dans ce sens du petit livre de M. Laborde augmentera considérablement son utilité. Toutefois cet ouvrage est une heureuse addition à la littérature de la radioactivité en ce qui concerne la description claire et concise des méthodes en usage dans la partie physique de la radioactivité.

W. Makower.

Contribution à l'étude des relations existant entre les circulations atmosphériques, l'électricité atmosphérique et le magnétisme terrestre par Vallas A. [illegible] 200 p., Dunod et Pinat, Paris, 1911.

[illegible] dans le frottement de la vapeur d'eau contre l'air. Par [illegible] sera cause du dégagement d'électricité en frottant contre l'air sec; au point où il s'incurve pour redescendre sur [illegible] lantes, et il se produira une fuite à la terre, sorte de court circuit naturel; la variation diurne de l'électricité atmosphérique ne serait au fond que la variation des pertes de courant qui se font d'une façon continue de l'atmosphère à la terre. Ces courts circuits expliqueraient les inversions [illegible] champ normal au cours même de la pluie, comme l'ont découvert Baldit et Simpson.

[illegible] élevées, la vapeur d'eau tendant à prendre la forme solide, [illegible] décharge lumineuse par suite de la raréfaction de l'air; on aura ainsi les aurores polaires. Ce qui vient fortifier l'auteur dans cette manière de voir, c'est la formation bien connue des cirrus consécutivement à l'apparition des [illegible] ainsi l'analogie entre la forme de la courbe de variation du champ électrique de l'atmosphère, et celle de la variation de la pression barométrique.

[illegible] agir sur l'aiguille aimantée; la déformation de ces circula- [illegible]

L'hypothèse fondamentale dont parle l'auteur dans cette [illegible] et même le barbotage, aucune expérience nouvelle ne [illegible] que bien que l'auteur cite des ouvrages récents (Mache et Seweidler, Gockel entre autres), il n'est pas familier avec les conceptions nouvelles sur la conduction de l'électricité dans les gaz, ainsi qu'avec les travaux récents sur cette question; c'est ce qui lui fait émettre des idées difficilement soutenables sur le courant vertical, les propriétés isolantes de l'air, la décharge par les brouillards entre autres, et donner une interprétation des travaux de Simpson à Simla, toute différente de celle qu'aujourd'hui nous pouvons considérer comme certaine. Je ferai pareillement toutes réserves pour l'interprétation du magnétisme terrestre et [illegible]

Ed. Salles.

Recherches sur les actions chimiques et l'ionisation par barbotage. par Bloch L. (Thèse 16×25, 218 p., Gauthier-Villars éd., Paris, 1910.)

Dans sa thèse de doctorat, M. Bloch a réuni les résultats des études qu'il poursuit depuis quelques années, sur l'ionisation qui accompagne le barbotage et diverses réactions chimiques. Les lecteurs du *Radium* n'ignorent point la plupart de ces résultats; ils sont contenus soit dans les mémoires[1] originaux de l'auteur, soit dans les analyses de ses travaux, publiés ici-même[2]. Nous nous permettrons de féliciter l'auteur d'avoir triomphé, au cours de ses recherches, des difficultés expérimentales, quelquefois grandes, par des artifices aussi simples qu'ingénieux. Une conclusion générale se dégage de l'ensemble de ces recherches: elles nous mettent en garde contre une extension par trop téméraire des hypothèses électroniques. Enhardie par ses brillants succès, l'électronique a élevé des prétentions à la domination absolue de tous les phénomènes physiques et chimiques.

[illegible] affinités chimiques dans l'ionisation produite par les réactions chimiques. Il faut considérer cet espoir comme une illusion. Les recherches de Bloch — avec celles de Broglie — établissent nettement que les ionisations dites [illegible] entre la physique et la chimie; ces phénomènes restent du domaine de la physique proprement dite. L'ionisation par [illegible] tion par barbotage ou par pulvérisation; l'ionisation par réactions sèches, dans quelques rares cas où elle se pré- [illegible]

Mais il y a plus; des théories séduisantes ont relié d'une façon très intime la luminescence et l'ionisation. M. Bloch a montré ce qu'il y a d'incomplet dans ces théories, en examinant des flammes parfaitement isolantes (flamme du [illegible] risation de la surface d'eau chargée donne lieu à la production d'une nouvelle espèce de porteurs électriques, tandis que d'autres liquides conducteurs (alcool) ne fournissent [illegible] la science un problème dont on ne trouve pas de solution [illegible]

[illegible] par M. Bloch [illegible] il faut espérer avec l'auteur que l'étude approfondie de [illegible] bien entre la matière et l'électricité.

L. Wertenstein

[illegible]

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur la variation avec le temps de l'activité de quelques substances radioactives

Par Mme P. CURIE

Faculté des Sciences de Paris

Depuis plusieurs années des séries de mesures ont été organisées par moi dans mon laboratoire en vue de suivre en fonction du temps l'activité des substances dont l'évolution est certainement très lente. Les substances qui ont été étudiées sont : l'uranium, l'actinium, le radioplomb ou radium D. Je me propose de communiquer ici les premiers résultats de ces séries de mesures.

Uranium. — L'étude de l'uranium est faite sur l'oxyde noir de ce corps. L'oxyde finement pulvérisé est distribué en couche uniforme sur la surface d'un plateau circulaire qui sert de plateau étalon. L'activité de ce plateau est mesurée par son rayonnement total dans une chambre d'ionisation dans laquelle ce rayonnement est complètement absorbé, en ce qui concerne les rayons α. La mesure est faite par la méthode de compensation au moyen du quartz piezo-électrique. Aucune correction n'est faite pour tenir compte des variations de température et de pression qui n'ont pas d'influence sensible.

Les mesures précises ont été commencées en août 1907. Elles s'étendent actuellement sur un intervalle de quatre années. Les différences entre les mesures individuelles, en général inférieures à 2 pour 100, peuvent exceptionnellement atteindre 3 à 4 pour 100 ; mais en comparant les moyennes des mesures effectuées pendant chacune des quatre années on trouve que celles-ci ne diffèrent entre elles que de moins de 0,5 pour 100. On peut donc admettre que le rayonnement de l'uranium est resté constant pendant les quatre années écoulées à l'approximation indiquée.

Radium. — L'étude du radium est faite par la mesure du rayonnement pénétrant de ce corps. Un sel de baryum radifère, contenant une petite proportion de sel de plomb, a été soumis à une purification, au moyen de la précipitation par l'hydrogène sulfuré. Cette opération a pour effet de priver le sel des traces de radium D, E et F qui y sont contenues et qui se trouvent entraînées avec le plomb. L'émanation ayant ensuite été chassée par ébullition de la solution, celle-ci a été rapidement évaporée ; le sel séché a été enfermé dans une ampoule de verre longue et étroite, à parois minces ; cette ampoule a été enveloppée d'une feuille d'aluminium mince et utilisée comme électrode centrale dans une chambre d'ionisation cylindrique. On mesure le courant d'ionisation dû au rayonnement pénétrant de l'ampoule, lequel est partiellement absorbé par l'air contenu dans la chambre d'ionisation. Celle-ci n'étant pas hermétiquement close, la densité de l'air varie avec les conditions atmosphériques ; la mesure du courant est donc sujette à une correction. On peut admettre, d'une manière approchée, que le courant varie proportionnellement à la densité du gaz. Cette supposition, quoique certainement peu rigoureuse, permet de faire une correction qui rend les mesures bien plus régulières.

Les mesures poursuivies depuis vingt mois, mettent en évidence un accroissement lent de l'activité de l'ampoule. Cet accroissement est au total de 4 pour 100 pour l'intervalle de temps considéré ; il doit être d'environ 2,5 pour 100 par an pour les deux premières années.

Les rayons utilisés dans le cas actuel sont les rayons β et les rayons γ, probablement surtout les premiers. On peut s'attendre à une augmentation du rayonnement par suite de la formation progressive de radium E. Il est assez difficile de prévoir exactement la valeur de l'augmentation et des expériences spéciales sont nécessaires à cet effet. On peut cependant penser que l'augmentation observée est bien due à cette cause.

Actinium. — L'étude de l'actinium est faite de la même manière que celle du radium. Un sel d'actinium, qui avait été préparé par M. Debierne il y a plusieurs années, a été introduit dans une ampoule de verre mince dont le rayonnement pénétrant est étudié de la même manière que celui de l'ampoule de radium. La même correction est apportée aux mesures.

[illegible] les expériences qui portent actuellement sur trois années, indiquent une diminution assez importante de l'intensité du rayonnement, la diminution représente environ 10 pour 100 de la valeur du rayonnement primitif.

De quelle manière doit-on interpréter cette diminution? Il ne semble pas que le radioactinium ou l'actinium X puissent intervenir, les mesures ayant été faites avec un sel qui avait atteint depuis longtemps son équilibre radioactif à ce point de vue. Nous pouvons donc supposer, ou bien qu'il existe entre l'actinium et le radioactinium une substance intermédiaire de longue vie moyenne, qui donne lieu à un rayonnement pénétrant et qui pouvait se trouver en excès dans le produit étudié, ou bien admettre que l'actinium n'est pas une substance de longue durée, ainsi qu'on le croyait jusqu'à présent, mais qu'il se détruit avec une vitesse relativement grande. Les observations qui viennent d'être décrites conduiraient, en effet, à assigner à l'actinium une vie moyenne de l'ordre de 50 ans seulement. Par ce fait, la nécessité d'une relation entre l'actinium et les autres constituants radioactifs des minerais d'urane deviendrait tout à fait évidente. Cette question sera l'objet de recherches ultérieures.

Radium D. — [illegible] 1906 [illegible] de l'Institut du radium, [illegible] de la [illegible] à la [illegible] de déterminer par l'expérience directe la période du radium D.

Le plomb radioactif à l'état de chlorure a été soumis à une cristallisation dans l'eau additionnée d'acide [illegible] cristallisations n'a plus qu'un rayonnement α et un [illegible]

en un mois. La loi de cette augmentation a conduit à assigner au radium E une période de 4,7 jours. Le rayonnement α a atteint son maximum en deux ans. Pendant la troisième année le rayonnement α et le rayonnement β se sont maintenus sensiblement constants.

Si la période du radium D est supérieure à 15 ans, la loi exponentielle pour la décroissance du rayonnement α doit être établie quatre années après la préparation du sel inactif, à une approximation de 0,5 pour 100. Les expériences qui portent sur la cinquième année mettent en évidence une décroissance régulière de ce rayonnement; pendant 140 jours la diminution d'activité a été de 5 pour 100 de la valeur observée au début de la cinquième année. Une conclusion précise est encore impossible, cependant on peut prévoir pour le radium D une période d'environ 17 ans et une vie moyenne d'environ 25 ans. Les mesures faites sur le rayonnement β ne sont pas assez précises pour permettre des conclusions sûres; on peut dire seulement que ce rayonnement diminue, la vitesse de diminution étant du même ordre, mais plutôt plus faible que celle que l'on comptait observer.

Les séries de mesures dont les résultats viennent d'être indiqués, ont été effectuées avec le concours de M. Danysz et de M. Wertenstein que je remercie pour leur aide.

Toutes ces séries de mesures de longue durée sont effectuées par la méthode du quartz piézo-électrique, servant comme étalon de quantité d'électricité. Quand la lame est bien montée, elle représente un étalon absolument constant. Quand il s'agit de mesures portant sur des intervalles de temps considérables, cette propriété est particulièrement précieuse, car elle permet d'éviter les erreurs supplémentaires qui résultent du contrôle de la sensibilité de l'appareil de mesures utilisé. Ce contrôle peut être laissé de côté dans le cas actuel, ainsi que l'ont prouvé les expériences d'étalonnage direct des lames de quartz, effectuées à des époques différentes avec une grande précision.

[illegible]

Sur la distribution des intervalles d'émission des particules α du polonium

Par Mme P. CURIE

[illegible] MM. [illegible] d'une part, MM. Marsden et Barratt d'autre part, ont étudié la distribution dans le temps de l'émission des particules α du polonium et de

l'uranium. Les résultats obtenus sont conformes à la formule théorique, indiquée par M. Bateman[1]. Les expériences étant faites par la méthode des scintillations, chaque scintillation étant enregistrée par l'observateur au moyen d'un dispositif convenable.

Il y a quelques mois j'ai eu également l'occasion d'étudier la loi de l'émission des particules α du polonium. Cette étude qui fait partie d'un travail plus étendu ne devait être publiée que plus tard. Cependant, eu égard aux publications précédemment citées, j'ai cru utile d'indiquer dès à présent les résultats qui confirment ceux obtenus par les autres observateurs.

La substance radioactive étudiée est le polonium. Depuis deux ans, je poursuis, en collaboration avec M. Debierne, un travail ayant pour but la préparation de polonium en quantité aussi grande que possible et à l'état de concentration aussi avancée que possible. Ce travail a déjà permis de mettre en évidence quelques raies nouvelles, appartenant selon toute vraisemblance au polonium, et de prouver la production de hélium par le polonium. Nous nous proposons de plus : 1° De fixer la nature du produit de désagrégation du polonium (plomb?) ; 2° d'obtenir, par la mesure du volume de gaz hélium formé et par la numération directe des particules α qui contribuent à la formation de ce gaz, la valeur de la constante d'Avogadro, ou nombre de molécules contenues dans une molécule-gramme.

Les expériences de numération des particules α, entreprises dans le but indiqué ci-dessus, sont poursuivies à la fois par la méthode des scintillations et par la méthode électrométrique de M. Rutherford, dans laquelle l'entrée de chaque particule dans une chambre d'ionisation se traduit par une impulsion communiquée à un électromètre, l'effet ionisant de la particule étant considérablement augmenté grâce à l'utilisation du phénomène d'ionisation par choc des ions dans un champ électrique intense. La méthode des scintillations a cet avantage qu'elle permet de distinguer sans ambiguïté la réception simultanée de deux particules, celles-ci n'arrivant jamais au même point de l'écran. En revanche de faibles scintillations peuvent passer inaperçues. De plus, la méthode ne se prête pas à un enregistrement entièrement automatique et ne permet pas non plus de préciser l'instant exact de la réception. La méthode électrométrique permet, au contraire, un enregistrement extrêmement satisfaisant. L'expérience est montée de la manière suivante : l'image lumineuse, très fine, qui sert à repérer la position de l'électromètre, est obtenue sur une fente derrière laquelle tourne un cylindre enregistreur, enveloppé de papier sensible; quand l'électromètre reste fixe, l'impression obtenue est, après étalement du papier, une ligne droite très fine ; chaque impulsion, subie par l'électromètre, se traduit sur l'impression par un crochet dont le point de départ est très nettement déterminé. Les graphiques actuellement obtenus sont d'une grande beauté ; les détails relatifs à ce travail, seront publiés ultérieurement.

Les intervalles de temps qui séparent les instants de réception ou d'émission des particules peuvent être mesurés avec une grande précision sur les graphiques dont il vient d'être question, si le mouvement du cylindre est uniforme et si l'on en connaît la vitesse. J'ai fait ce travail pour une série de courbes comprenant 1080 intervalles et j'ai étudié comment varie avec le temps t le nombre n des intervalles compris entre t et $t + \theta$, où θ représente un intervalle fixe, de grandeur convenable (aussi petit que possible, à condition que le nombre des intervalles qui interviennent reste encore suffisamment grand). J'ai trouvé que n varie suivant une loi exponentielle, de sorte que l'on a

$n = n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ où τ désigne l'intervalle moyen et

$$\frac{n_0}{\theta} = \frac{N}{\tau}$$

N étant le nombre total des intervalles.

Cette loi est la même que celle indiquée par MM. Marsden et Barratt. Elle est tout à fait de la même forme que celle qui donne, pour un certain nombre de projectiles lancés dans un gaz, le nombre de ceux qui ne rencontreront une molécule de ce gaz qu'après avoir tranché une distance, comprise entre x et $x + dx$. Le parcours moyen des projectiles joue ici le même rôle que l'intervalle moyen d'émission dans le problème qui nous occupe.

Ces expériences seront poursuivies avec un appareil enregistreur plus parfait au point de vue de la régularité du mouvement, et qui est actuellement en construction.

Il est utile de signaler l'application suivante qui a été faite en ce qui concerne les résultats indiqués. Quand on procède à la numération des particules α sur les graphiques obtenus à l'électromètre, on doit nécessairement laisser échapper un certain nombre de particules. Si, en effet, deux particules sont émises à un intervalle de temps trop court, l'électromètre qui possède toujours une certaine inertie, ne pourra séparer les deux impulsions et n'enregistrera qu'un seul crochet. Il est vrai que ces impulsions qui correspondent à deux particules sont généralement plus importantes, mais l'on ne saurait en tirer des conclusions fermes, car, même avec un appareil où toutes les particules devraient, semble-t-il, intervenir de la même manière, il n'a pas été possible d'obtenir que les impulsions soient, en général, de grandeur tout à fait égale. On peut remédier à cet inconvénient en étudiant la loi de distribution des intervalles et en utilisant cette loi pour calculer le nombre des particules correspondant

1 [illegible] *Phil. Mag.*, 20, 1910, 698-707. Note de M. Bateman, Manchester et [illegible], *Proc. Phys. Soc. of London*, 23, 1911, 367-377.

[illegible] pour le dispositif utilisé. L'intervalle limite accessible à l'observation.

Ce mode de correction a été appliqué avec avantage à la numération des particules : la correction est facile à faire ; elle ne nécessite que la connaissance de l'intervalle moyen.

Manuscrit reçu, le 27 Août 1911.

Le thorium et ses produits de désagrégation

Par May Sybil LESLIE

[illegible] — Laboratoire de M. [illegible]

Après la découverte des propriétés radioactives des composés d'uranium, Mme Curie[1] et M. Schmidt[2] ont constaté indépendamment que les composés de thorium sont aussi caractérisés par les mêmes phénomènes. Plus tard les travaux de divers expérimentateurs, en particulier ceux de M. Rutherford[3] et de M. Hahn[4] ont démontré que cette activité est due, au moins en grande partie, à une série de produits de désagrégation du thorium. L'existence d'une activité propre au thorium lui-même, quoique très probable[5], n'a pas été encore prouvée d'une façon directe.

Dans le but d'étudier la possibilité de l'existence d'autres corps inconnus liés à la famille du thorium, la manière dont se distribuent dans un traitement chimique, les différents produits, en particulier le mésothorium, et la proportion de l'activité totale qu'il faut attribuer à chaque membre de la famille donnant des particules α, j'ai entrepris les recherches suivantes.

Analyse radioactive de la thorite.

La première partie du travail consiste en une analyse radioactive qualitative de la thorite, silicate de thorium qui ne contient que très peu de radium et d'uranium.

50 grammes de minéral furent traités d'abord pour donner une idée approximative de la façon dont l'activité se distribue et pour indiquer sur quoi il faudrait porter l'attention dans le traitement d'une quantité plus considérable de matière. Le minéral s'attaqua complètement par l'acide chlorhydrique. Après élimination de la silice, la solution fut d'abord précipitée par l'hydrogène sulfuré pour en séparer la faible quantité de plomb et de cuivre qui contient le minéral. La solution [illegible] en deux parties dont l'une fut précipitée tout de suite par l'ammoniaque et l'autre, d'abord par l'acide oxalique et, après calcination du résidu et dissolution de nouveau dans de l'acide chlorhydrique, par l'ammoniaque. Ensuite les deux solutions ammoniacales furent séparément traitées par l'hydrogène sulfuré, puis par le carbonate d'ammonium. Enfin on obtint les alcalins en détruisant les sels ammoniacaux par l'eau régale. Tous les produits ainsi obtenus furent soumis à une nouvelle purification et les variations d'activité des différentes substances suivis pendant quelque temps après leur séparation.

On mesura les activités au moyen d'un électroscope Laborde se composant d'une cage fermée dans laquelle entre l'électrode isolée d'un condensateur. Cette électrode supporte une feuille d'aluminium. L'autre électrode, reliée au sol, est un plateau sur lequel on place la substance dont l'activité est à déterminer. On charge la feuille par une tige isolée qui glisse au travers de la cage de l'électroscope. La vitesse de décharge de la feuille, indiquée par la vitesse de sa chute, est observée dans un microscope muni d'un micromètre. Il faut toujours appliquer une correction pour la chute due à la faible activité de l'air ou à la perte de charge par les isolants. A titre de comparaison on emploie l'oxyde noir d'uranium.

Il serait trop long de donner ici tous les détails analytiques, mais on peut dire qu'en général les activités trouvées s'expliquent très bien par la présence de substances déjà connues. Cependant, à la fin des analyses, en purifiant les alcalins, on constata l'existence de très faibles quantités de substances insolubles dans les acides possédant une activité assez grande qui augmentait avec le temps. C'était pour se rendre mieux compte de ces activités que le traitement en grand fut entrepris.

Dans cette deuxième analyse la solution du minéral fut précipitée directement par l'ammoniaque, puis les hydrates furent redissous et reprécipités. Les deux solutions filtrées furent réunies et évaporées et les sels ammoniacaux détruits par l'eau régale. En dissolvant dans l'acide chlorhydrique étendu une partie restée

insoluble. Elle consistait en 0,55 gr. d'une substance grisâtre d'une activité égale à vingt-six fois environ celle de l'oxyde noir d'uranium, le 20 juin 1910. Au bout de quinze jours elle tomba d'un peu plus de la moitié. Puis elle monta lentement, et le 25 mars 1911 elle atteignit plus du double de la valeur initiale. En outre, la substance produisit une émanation donnant une quantité considérable d'un dépôt actif ayant la période de celui de l'émanation du thorium. Le minimum de production de l'émanation correspondait au minimum d'activité de la substance.

La solution chlorhydrique fut reprécipitée par l'ammoniaque et, en chassant l'ammoniaque de la solution filtrée par ébullition, un petit dépôt insoluble, actif et émanant, fut de nouveau formé.

Les sulfures insolubles dans l'acide furent ensuite précipités, ainsi que les sulfures insolubles dans une solution alcaline. Les premiers étaient un peu actifs, mais il n'y en avait qu'une très petite quantité, les derniers étaient inactifs. Après élimination de l'hydrogène sulfuré la solution donna 58 grammes de précipité par le carbonate d'ammonium. L'activité était petite, mais après un an elle va encore en augmentant.

Une fraction seulement de la solution restante fut évaporée et les sels ammoniacaux chassés en partie par l'eau régale et en partie par calcination. Le résidu alcalin, étant hygroscopique, fut transformé en sulfate en calcinant avec de l'acide sulfurique. L'activité était petite au commencement, mais elle augmenta et huit mois après atteignit une valeur sept ou huit fois plus grande. L'autre partie de la solution fut reprécipitée plus tard par le carbonate d'ammonium, le précipité étant aussi actif. La solution filtrée fut traitée de la même manière que l'autre pour obtenir les sulfates des métaux alcalins. Les sulfates furent redissous dans l'eau. Une petite quantité de matières un peu actives resta insoluble. En évaporant la solution les alcalins restèrent tout à fait inactifs.

Il est probable que les petites quantités de matière très active et insoluble, trouvées au cours des deux analyses, sont de même nature. On a bien vu que la partie la plus grande, celle trouvée à la suite de la précipitation par l'ammoniaque, contenait une substance possédant les propriétés radioactives du thorium mais à un plus haut degré. Il faut donc que cette activité soit due à la présence de radiothorium, et puisque le radiothorium ne se sépare pas facilement du thorium et que l'activité trouvée monte graduellement, on peut en conclure que c'est le mésothorium que l'on a séparé et qu'il produit continuellement du radiothorium. Toutes les études que l'on a déjà faites sur les propriétés du mésothorium semblent indiquer qu'il se place parmi les alcalino-terreux. Hahn[1] a séparé son radiothorium en premier lieu, des sulfates bruts obtenus dans un grand traitement de la thorianite où il avait été sans doute formé par le mésothorium dans les sulfates. Boltwood[1] trouva que les résidus de thorium X obtenus en précipitant le thorium par l'ammoniaque, évaporant la solution filtrée et calcinant le résidu, contenait du mésothorium et que ce dernier était aussi entraîné en précipitant le sulfate de baryum dans une solution de thorium. Le fait qu'il suit les sulfates des alcalino-terreux est aussi prouvé par quelques expériences décrites plus loin.

On peut donc supposer que la séparation dans les analyses de la thorite se soit faite de la manière suivante. En précipitant par l'ammoniaque, le mésothorium reste en solution, en partie seulement, à cause de la propriété entraînante du fer. Une grande quantité d'acide chlorhydrique avait été employée dans le traitement et l'acide sulfurique pourrait en être une impureté très probable. En concentrant la solution il y aurait une séparation des sulfates alcalino-terreux et avec eux le mésothorium. Sans doute il y aurait aussi du radium, mais dans le cas de la thorite, celui-ci n'existe qu'en très petite quantité. Comme on verra plus tard il n'y a pas 1 pour 100 d'uranium et il y a plus de 40 pour 100 de thorium dans le minéral traité. Ce précipité serait la substance grisâtre, insoluble dans l'acide chlorhydrique, obtenue en évaporant la solution ammoniacale, ainsi que les autres petites quantités de substances actives séparées plus tard. La chute initiale est due sans doute à la destruction du thorium X en excès. Le mésothorium qui a pu rester en solution s'est manifesté par la suite par les activités croissantes des carbonates et des alcalins.

Sur le mésothorium.

Comme on a déjà dit, les propriétés chimiques du mésothorium sont assez bien connues. M. Hahn[2] et M. Boltwood[3] ont donné les premières indications sur la nature et les propriétés de ce corps et, dans une communication récente, M. Soddy[4] émet l'opinion qu'il y a une véritable analogie chimique entre le mésothorium et le baryum. Il faut donc admettre que ce travail n'apporte rien de nouveau à cette question, mais qu'il constitue au moins une vérification des recherches déjà faites.

Différents produits des traitements de la thorite faits l'année précédente furent examinés pour avoir quelques renseignements sur la distribution du mésothorium parmi eux.

Méthode de mesure. — Pour examiner les acti-

1. Hahn. *Jahrb. der Rad. u. Elektr.*, 1905, 255.

1. Boltwood. *Amer. Journ. of Sc.*, 24, 1907, 95.
2. Hahn. *Berichte*, 1907, 1062.
3. Boltwood. *Amer. Journ. Sc.*, 24, 1907, 95.
4. Soddy. *Proc. Chem. Soc.*, 1910, 356.

[illegible] les substances [illegible] d'une méthode qui [illegible] dans les expériences décrites plus tard. C'est la méthode donnée par MM. [illegible] L'oxalate est [illegible] pulvérisé dans un mortier [illegible] de l'éthanol, puis [illegible] est [illegible] sur une plaque d'aluminium à l'aide d'un petit pinceau. La plaque est pesée avant et après et de l'activité de la plaque on peut [illegible] dans les mêmes conditions. La quantité de matière fut ordinairement de l'ordre de 5 mgr sur une surface de [illegible] mm². Les activités [illegible] comparables [illegible] 6 mgr ou même un peu en dehors de ces limites. Suivant MM. [illegible] et Kuss, l'activité trouvée pour des couches de thorium même plus épaisses que celles-ci donne la vraie activité. [illegible] épaisses une correction est nécessaire pour tenir compte de l'effet de l'émanation dégagée. Il fut naturellement impossible d'obtenir des couches parfaitement uniformes, mais les parties épaisses semblèrent compenser les parties minces.

Comme avant, un électroscope Laborde fut employé pour mesurer les activités. L'espace d'air dans le condensateur au-dessus du plateau sur lequel on mettait la substance active avait 5 cm de hauteur.

La fuite de l'instrument fut toujours prise avant et souvent aussi après chaque mesure parce que dans un laboratoire de radioactivité des variations inattendues de l'activité de l'air ont quelquefois lieu. La fuite normale était à peu près d'une division et demie par minute et la plupart des activités mesurées se trouvèrent comprises entre 20 et 50 divisions par minute. Pour contrôler la constante de l'électroscope l'activité d'un disque d'oxyde noir d'uranium fut mesurée chaque fois que l'on employait l'électroscope. On faisait une correction pour rapporter toutes les activités à la même valeur pour l'uranium.

[illegible] 1,7[illegible] Supposons que, quand le disque avait cette valeur, une certaine substance eut une activité de 50 divisions [illegible] par minute. Si un autre jour, lorsque le disque avait une valeur 1,700, une autre substance [illegible] 50 divisions par minute, pour que les activités fussent comparables, il fallait multiplier le terme par le quotient de 1,702 par 1,700 [illegible] par 1,05. On aurait [illegible] 51,8 pour [illegible]

[illegible] 2 [illegible] Les mesures furent [illegible] pour impossible que quelle [illegible] la feuille [illegible] 1 [illegible] Chaque mesure commençait le temps [illegible]

[illegible] temps après que l'électroscope avait été chargé, et qu'entre chaque mesure de la série l'électroscope restait toujours déchargé pendant le même temps pour toutes les séries.

Produits d'une attaque de la thorite par l'acide sulfurique. — Au moment de l'analyse de la thorite en solution chlorhydrique une attaque du minéral par l'acide sulfurique avait été faite, mais puisque le résidu, après extraction par l'eau froide retenait encore une partie considérable de l'activité, la méthode fut abandonnée. Après un an environ, le résidu et la solution provenant de cette attaque furent examinés.

Solution. — La solution fut chauffée et précipitée par l'acide oxalique et les oxalates furent transformés en hydrates par ébullition avec de la potasse, dissous dans l'acide nitrique, précipités trois fois par l'eau oxygénée et, pendant plusieurs jours, deux ou trois fois par jour par l'ammoniaque pour enlever le thorium X et pour laisser mourir le thorium A et ses produits. Deux plaques de l'oxyde préparées et mesurées de la façon qu'on vient de décrire, donnèrent 17,4 et 17,6 comme activités relatives initiales, [illegible] 44,8 et 46,5.

Il est intéressant de comparer ces valeurs à celles d'un échantillon d'oxyde de thorium pur préparé directement avec la solution de thorite. Le plomb fut enlevé par l'hydrogène sulfuré et les oxalates précipités et transformés en hydrates. La solution des hydrates dans l'acide azotique fut précipitée deux fois par l'eau oxygénée, l'oxyde préparé et l'activité mesurée comme avant. La première plaque, mesurée une heure et demie après la dernière précipitation [illegible] 19,7 et la deuxième deux heures après 20,6. Les valeurs maxima furent 61 et 57, ce qui montre qu'il ne faut pas attacher trop d'importance aux valeurs finales comme mesures de la quantité de radiothorium présente, puisque la quantité d'émanation s'échappant de la couche est facilement affectée par des circonstances extérieures. Néanmoins on voit une différence bien nette entre l'activité de l'oxyde de thorium dans la solution obtenue en traitant le résidu des sulfates par l'eau, et celle de l'oxyde ordinaire, ce qui indique sans doute une absence de radiothorium dans le premier.

Un autre échantillon d'oxyde de thorium séparé de la solution quatre mois plus tard avait une activité de 16,7.

Résidu des sulfates [illegible] — Une plaque du résidu lui-même fut préparée. L'activité augmenta mais très lentement. Pendant quatre mois [illegible] 56,[illegible] 2 g [illegible] de ce résidu furent traités par l'acide fluorhydrique et l'acide sulfurique dans une capsule de platine pour enlever la silice. Par extraction avec de l'eau froide et filtration [illegible] 0,[illegible] g. Pendant deux se-

mentes l'activité tomba de 48 à 32, puis elle monta et, quatre mois après, avait une valeur de 49. La solution fut chauffée et additionnée d'acide oxalique, le peu de précipité formé fut filtré, transformé en hydrate en faisant bouillir avec de la potasse, filtré de nouveau, redissous et reprécipité deux fois par l'eau oxygénée. Après avoir été débarrassé du thorium X et du dépôt actif par des précipitations répétées par l'ammoniaque, trois plaques en furent préparées à différentes époques. Ces plaques ont donné des activités 50,8, 50,4, et 50,9 atteignant 98, 97 et 95,8. Ceci s'explique si une petite quantité de thorium laissée dans le résidu l'année précédente avait été maintenant extraite et avait été plus riche en radiothorium que l'oxyde en équilibre. On en pouvait conclure que du mésothorium était resté avec les sulfates insolubles et avait produit du radiothorium extrait ici avec le thorium.

Effet des précipitations par l'ammoniaque et par l'acide oxalique sur le mésothorium dans une solution contenant du thorium. — Le thorium dans les hydrates et les oxalates séparés il y avait un an dans le petit traitement de la thorite par l'acide chlorhydrique fut aussi examiné. Le thorium fut séparé par la méthode déjà décrite. Deux plaques du thorium des hydrates ont donné 19,7 et 20,8 atteignant 47,2 et 49,7 et les oxalates 19,7 et 21,8 atteignant 49,7 et 51,8. Pour toutes ces plaques la quantité de matière employée était un peu plus petite qu'à l'ordinaire, entre 5 et 4 mgr, de sorte que, en comparant avec les autres oxydes les activités relatives devraient être regardées comme encore un peu plus petites. On voit ainsi que dans la précipitation des oxalates et des hydrates, une certaine quantité de mésothorium avait été laissée en solution quoique la séparation fût sans doute moins effective que par les sulfates. Dans le cas des hydrates il y avait du fer qui a exercé probablement une action entraînante sur le mésothorium.

On peut voir ici encore une analogie avec les alcalino-terreux dont les hydrates sont solubles dans l'eau et les oxalates dans une solution acide.

Activités relatives des produits de désagrégation du thorium dans la thorite.

Ce travail fut entrepris d'une part comme vérification quantitative de la conclusion à laquelle on était arrivé après l'analyse qualitative de la thorite, c'est-à-dire qu'il n'y existe pas d'autres produits d'une activité notable sauf ceux déjà connus, d'autre part dans le but de chercher le nombre de groupes de particules α qu'il faut attribuer au thorium et à chacun de ces produits. Le thorium et l'uranium dans le minéral furent d'abord dosés.

Dosage de thorium. Suivant Moissan il est difficile d'obtenir des résultats même comparables dans le dosage du thorium, et en effet, les valeurs obtenues par la première méthode employée varièrent entre des limites assez larges. Cette méthode est celle donnée par Hintz et Weber[1]. 1 gr de minéral fut traité par l'acide chlorhydrique, évaporé à sec, le résidu chauffé quelques heures dans l'étuve à 150°, la solution évaporée, redissoute dans l'acide chlorhydrique étendu et la solution filtrée. Quelques gouttes de chlorure de cuivre furent ajoutées pour faciliter la précipitation par l'hydrogène sulfuré effectuée ensuite. Après filtration l'hydrogène sulfuré fut chassé par ébullition et la solution diluée à 200 cm³, chauffée et additionnée d'acide oxalique. Après vingt-quatre heures elle fut filtrée. Il faut laver le précipité à l'eau contenant un peu d'acide oxalique de sorte qu'un peu de ce dernier reste naturellement. Le précipité fut mis à digérer quelques heures au bain-marie avec 60 cm³ d'une solution d'oxalate d'ammonium saturée à froid. Puis la solution fut diluée à 500 cm³, abandonnée deux jours pour laisser déposer le cérium dissous et filtrée, le précipité étant lavé par une solution d'oxalate d'ammonium. La solution filtrée fut chauffée et 5 cm³ d'acide chlorhydrique ajoutés pour reprécipiter l'oxalate de thorium. Cette extraction par l'oxalate d'ammonium fut répétée jusqu'à ce qu'il n'y eût plus de précipité par l'acide chlorhydrique. Après quelque temps les précipités par l'acide chlorhydrique furent filtrés et lavés avec de l'eau contenant de l'acide chlorhydrique. Les oxalates furent ensuite calcinés et pesés. Les oxydes obtenus ne furent jamais parfaitement blancs.

Les valeurs trouvées par cette méthode ont été 56,4 pour 100, 40,4 pour 100, 42,2 pour 100, et 39,54 pour 100 d'oxyde de thorium.

On se servit ensuite d'une autre méthode qui prend moins de temps, donne des résultats plus concordants, et produit un oxyde plus pur, si on peut prendre la blancheur comme critérium de pureté. C'est la méthode de Benz pour la monazite, décrite par Treadwell[2]. 10 cm³ d'une solution de minéral contenant 25 gr par litre fut additionnée d'un peu d'acide nitrique, chauffée, précipitée par l'hydrogène sulfuré, filtrée, et l'hydrogène sulfuré chassé par ébullition. La solution chaude fut ensuite précipitée par l'acide oxalique contenant aussi un peu d'oxalate d'ammonium pour ne pas avoir la solution trop acide. Après un ou deux jours la solution fut filtrée et les oxalates transformés en hydrates, en faisant bouillir avec de la potasse, filtrés, lavés, et redissous dans l'acide nitrique; la solution fut neutralisée par l'ammoniaque, diluée à 500 cm³ par une solution de nitrate d'ammonium à 10 pour 100 et précipitée par 100 cm³

1. Hintz et Weber, *Zeitschr. für Anal. Chem.* (1897) 27.
2. Treadwell, *Lehrbuch der Analytischen Chemie*, vol II, p. 591.

[illegible] 2 ou 3 pour 100. Le précipité fut [illegible] dissous dans de l'acide nitrique, [illegible] silice [illegible].

[illegible] 41.1 pour 100 et 40.2 pour 100. [illegible] assez exact on a pris pour les expériences [illegible] la valeur 41 pour 100.

Dosage de l'uranium. — Une détermination qualitative [illegible] de l'analyse qualitative du minéral, [illegible] avait à peu près 1 pour 100 d'uranium dans le minéral, mais une détermination plus précise était naturellement désirable. Dans la première [illegible] le minéral fut dissous dans l'acide chlorhydrique comme à l'ordinaire et on a éprouvé beaucoup de difficulté en faisant la précipitation par l'hydrogène sulfuré. Le chlorure de cuivre ajouté ne facilita pas la filtration. Enfin, au lieu de filtrer, le tout fut oxydé par l'acide nitrique et précipité directement par l'acide oxalique. Les oxalates furent mis de côté au moins 24 heures avant de filtrer. La solution oxalique fut évaporée, puis chauffée avec un peu d'acide sulfurique concentré pour détruire les oxalates. En traitant par de l'eau, la plupart des sulfates alcalino-terreux restèrent insolubles et furent enlevés par filtration. La solution fut oxydée, précipitée par l'ammoniaque et le carbonate d'ammonium; le fer fut ainsi précipité et l'uranium resta en solution. Il est ordinairement nécessaire de redissoudre le fer et de répéter la précipitation. La solution fut évaporée à sec et une partie des sels ammoniacaux chassée. Le résidu fut dissous dans de l'eau contenant un peu d'acide nitrique et la solution fut précipitée par l'ammoniaque. Le précipité fut redissous par l'acide nitrique, la solution évaporée à sec et l'azotate d'uranium extrait par l'éther. La solution éthérique fut évaporée [illegible] le nitrate redissous dans l'acide [illegible] étendu, l'uranium fut reprécipité par l'ammoniaque, filtré, lavé avec de l'eau contenant un peu d'azotate d'ammonium, [illegible] comme [illegible].

Cette première analyse donna 0,51 pour 100 d'uranium métallique. Dans une autre détermination on trouva 0,75 pour 100. [illegible] On trouva que probablement un peu de silice restait [illegible] parce que tout l'uranium ne pouvait pas être extrait par l'éther avant que la solution fût [illegible] avec le [illegible] chlorhydrique [illegible] pendant quelque temps à 150°. La [illegible] fut [illegible] en bichromate, dissous et la recherche de l'uranium fut faite par le ferrocyanure de potassium, [illegible] par [illegible] fut [illegible] une [illegible] forme précipitée après addition d'un peu de [illegible]. L'uranium [illegible] 0,7 pour 100.

Activité totale du thorium dans le minéral. — [illegible] le minéral s'échappe la mesure de l'activité du minéral ne donne pas la vraie valeur pour le thorium en équilibre, avec tous ses produits. Plusieurs méthodes furent essayées pour garder l'émanation jusqu'à ce que l'équilibre fût atteint, mais le moyen le plus efficace était le suivant. Le fond d'une petite cuvette plate en verre de 6 cm de diamètre intérieur et un demi-centimètre environ de hauteur fut couvert d'une couche mince de minéral de la façon décrite pour le mésothorium. Ensuite on la ferma complètement en mettant un couvercle en feuille d'étain maintenu par de la graisse aux bords de la cuvette. Le tout fut abandonné à lui-même pendant trois ou quatre jours puis l'activité de tout l'intérieur de la cuvette et du couvercle mesurée. Cette méthode fut aussi employée pour plusieurs autres produits émanants de thorium et il arriva très rarement qu'il y eut de l'activité sur le couvercle. On peut sans doute expliquer ce fait ainsi : il y a la pression atmosphérique à l'intérieur de la cuvette, l'émanation du thorium est un gaz lourd et il n'y a pas de courants d'air; donc, pendant sa courte vie, presque toute l'émanation reste au fond de la cuvette. Dans le même but une espèce de boîte en aluminium de 6 cm de diamètre fut aussi employée.

Quand on fait la mesure, il faut naturellement ôter le couvercle, et l'émanation s'échappe dans le condensateur, mais l'équilibre est atteint au bout de quelques minutes et puisque le parcours des rayons α n'est pas plus petit que la hauteur du condensateur, l'ionisation produite par un atome de l'émanation dans l'air est sensiblement la même que celle produite par un atome de l'émanation attachée à la substance.

Divers échantillons de minéral donnèrent des résultats assez variables et on pensa que peut-être une séparation mécanique avait lieu dans l'alcool. Pour éviter cet inconvénient on employa la solution du minéral dont la teneur en thorium était connue. Elle fut évaporée à sec dans une des cuvettes et le résidu, qui était très hygroscopique, fut transformé en hydrate par la vapeur d'ammoniaque. La cuvette fut couverte de la feuille d'étain comme auparavant et l'activité mesurée après quelques jours. Les activités ainsi trouvées étaient toujours plus fortes que celles obtenues par des expériences sur le minéral même. Peut-être pour le [illegible] l'absorption des rayons par la silice. Trois mesures ont donné pour l'activité relative 34,5 [illegible] 36. Comme moyenne assez [illegible] on peut prendre [illegible].

Il faut se rappeler qu'une partie de cette activité est due à l'uranium et à [illegible]. Pour trouver cette activité on examina des minerais qui contiennent de l'uranium, mais qui ne contiennent pas de thorium. L'activité de deux minerais, l'orthite du Tonkin et la chalcolite, dont la teneur en uranium était [illegible], ne produisent aucun bruit à ces mesures.

Suivant les travaux de Mlle Gleditsch[1] le rapport du radium à l'uranium dans l'autunite est $2,6 \times 10^{-7}$ et dans la chalcolite $3,5 \times 10^{-7}$. La thorite est aussi un minéral dont l'âge et les conditions de formation sont tels que le rapport est probablement $3,5 \times 10^{-7}$. En tenant compte de ces considérations on trouve, pour l'activité relative de l'uranium et ses produits dans la thorite, 550 environ, ce qui donne 2,5 comme activité dans un gramme de minéral. Le reste, 52,5, est dû au thorium ; donc, puisqu'il y a 71 pour 100 d'oxyde de thorium dans le minéral, l'activité relative de l'oxyde de thorium en équilibre avec tous ses produits est **128**.

Le thorium, dans la thorianite, fut aussi examiné et il sembla donner moins d'activité, entre 110 et 120 ; mais puisque le thorium n'était pas dosé dans la même solution que l'uranium et qu'un échantillon du minéral lui-même fut pris pour chercher l'activité, les résultats ne peuvent pas être regardés comme très exacts.

Oxyde de thorium + radiothorium. — Plusieurs expériences furent faites sans succès dans le but de séparer le radiothorium du thorium pour avoir une mesure directe de l'activité du thorium privé de ses produits de transformation.

Voici les méthodes essayées :

1. Précipitation répétée de fer dans une solution de thorium dans le carbonate d'ammonium.

2. Précipitation de sulfate de baryum dans une solution de thorium.

3. Précipitation fractionnée de thorium dans une solution dans le carbonate d'ammonium.

4. Ébullition d'une solution un peu acide de nitrate de thorium avec du noir animal.

5. Précipitation fractionnée de l'hydrate de thorium par ébullition d'une solution neutre de nitrate de thorium contenant une quantité considérable de nitrate d'ammonium.

On a trouvé indirectement l'activité de l'oxyde de thorium seul de la façon suivante :

Il faut d'abord se rappeler que dans les expériences sur le mésothorium on obtint deux oxydes, un plus riche et l'autre moins riche en radiothorium qu'un oxyde en équilibre qui fut aussi préparé pour comparaison à peu près trois mois avant. Les activités maxima furent alors mesurées à la manière déjà décrite. L'accroissement, dû à la formation de thorium X et de ses produits varia naturellement suivant la quantité de radiothorium. On peut donc calculer la quantité de radiothorium et l'activité constante qui reste. Sur l'activité initiale trouvée par expérience, il faut faire une petite correction à cause du thorium X formé pendant le temps, une heure et demie environ, entre la préparation de l'oxyde et la première mesure.

Act. du ThO_2 + Radio Th trouvée par expérience	Act. corr.	Act. max après 3 mois	Accroissement total.
17,5	17,1	61	43,9
20	19,5	74	54,5
30,5	29,5	130	100,5

Radio Th seul	Accroissement correspondant	Accroissement par unité d'activité de Radio Th
2,4	10,6	4,4
10	46,6	4,6 } 4,52
12,4	56,6	4,57

Accroissement total.	Radio Th correspondant.	Valeurs calc. pour ThO_2.
43,9	9,7	17,1 — 9,7 = 7,4
54,5	12,0	19,5 — 12,0 = 7,5 } 7,4
100,5	22,2	29,5 — 22,2 = 7,3

Il y a probablement une très petite quantité d'uranium présente aussi, de sorte qu'on peut donner la valeur 7 pour l'oxyde de thorium seul.

Par différence, la valeur pour le radiothorium est égale à 19,5 — 7,4 = 12,1.

Deux autres plaques d'oxyde de thorium et de radiothorium ont donné 20,6 et 20 et trois plaques préparées avec le thorium de l'orthite 20,2, 19,8 et 20.

Thorium X + Emanation + Thorium (B + C). — On a essayé de mesurer l'ensemble de tous les autres produits directement dans le minéral en précipitant une certaine quantité de la solution trois fois avec de l'ammoniaque, évaporant la solution à sec et détruisant les sels ammoniacaux par l'eau régale ; mais dans les deux cas où cette méthode fut employée une quantité assez considérable d'activité constante se trouva présente aussi.

On essaya ensuite de mesurer le dépôt actif seul :

1. En évaporant une portion de la solution de minéral à sec, ajoutant de l'eau et évaporant de nouveau, et ainsi de suite pendant longtemps, pour chasser l'émanation pendant que le dépôt actif disparaissait. La plus grande diminution fut environ 25 pour 100 de l'activité totale.

2. En mettant successivement des morceaux de zinc dans la solution acide du minéral jusqu'à ce qu'ils ne fussent plus actifs. En évaporant à sec la

[1] Mlle Gleditsch, *Le Radium*, 8, 1911, 256.

[illegible] 44,1 [illegible] activité et le maximum, après plusieurs jours [illegible] que de 30,8, de sorte que probablement quelqu'autre substance active avait [illegible]

[illegible] chauffant à plusieurs reprises à blanc par le chalumeau les différents produits pendant huit ou neuf heures. Le thorium A devrait être ainsi chassé [illegible] du thorium B. La partie de [illegible] devrait monter à cause de l'absence de thorium A. Le maximum initial ne fut jamais atteint à nouveau après ce traitement, de sorte qu'il y a [illegible] du thorium X chassé aussi; mais la différence entre l'activité après calcination et l'activité maximum finale quelques jours plus tard fut [illegible] de 20 pour 100, ou même un peu plus.

Des expériences furent aussi faites pour mesurer le rapport entre l'activité du dépôt actif et celle de l'ensemble du thorium X et de l'émanation. Une solution des hydrates du minéral obtenus quelque temps avant fut [illegible] pour ne pas avoir de radium avec le thorium X. La solution fut traitée trois fois avec du zinc puis précipitée par l'ammoniaque et filtrée. A cause de la propriété qu'a le zinc métallique[1] d'enlever le dépôt actif et aussi à cause du pouvoir entraînant du fer qui se trouve parmi les hydrates insolubles dans le minéral, on peut espérer avoir une solution ammoniacale de thorium X privé de dépôt actif. L'ammoniaque fut chassée, les sels ammoniacaux furent détruits par l'eau régale et la solution [illegible] d'activité furent suivis à l'électroscope. La substance, [illegible] fut couverte de la feuille d'étain pour retenir toute l'activité induite. L'activité monta d'abord par suite de la formation de thorium B et C, puis elle tomba suivant [illegible] du thorium X. [illegible] la montée de la courbe on obtint la valeur initiale pour le thorium X avec l'émanation et en extrapolant la chute on obtint la valeur initiale du thorium X et de l'émanation [illegible] Après [illegible] que 20 à 30 pour 100 de [illegible] initiale [illegible] du thorium [illegible]

Ces résultats s'accordent avec les conclusions tirées par [illegible] et Mouton[2] que l'émanation du thorium [illegible] quatre particules α et que, par conséquent, l'activité du thorium avec l'émanation est [illegible] dans [illegible] du dépôt actif.

[illegible] la détermination [illegible] de la valeur d'émanation [illegible] pour regarder à parcours de toutes les particules α du thorium X, de [illegible] et du dépôt actif [illegible] il y a [illegible]

[1] [illegible] 118 [illegible]
[illegible] 18 [illegible]
[2] [illegible] 118 [illegible]

Le parcours des particules α du radiothorium est 5,9 cm. Si on prend la valeur pour l'activité du radiothorium égale à 12, et si on considère que l'émanation donne quatre particules α, l'activité de tous les produits après le radiothorium devrait être $\frac{12 \times 5 \times 7}{5,9} = 107,7$.

La valeur pour l'oxyde de thorium + le radiothorium = 19,5.

Donc l'activité totale est $19,5 + 107,7 = 127$ qui est en bon accord avec la valeur expérimentale 128.

Si on écrit les différentes valeurs pour l'activité des substances dans l'électroscope employé, on a : thorium 5,5 pour 100; radiothorium 9,4 pour 100; thorium X 12,2 pour 100, émanation 48,6 pour 100; thorium B 12,2 pour 100; thorium A 12,2 pour 100.

Il faut conclure de ces résultats que le parcours des rayons α de thorium seul est très petit, de l'ordre de 2 cm; ce qui est assez probable si on tient compte de sa longue vie.

Sur la période du radiothorium.

On a dû remarquer que, dans le calcul de l'activité due au thorium seul, la valeur donnée pour l'activité maximum de l'oxyde de thorium ordinaire est 74, tandis que celle donnée pour l'oxyde dans le minéral est 128. Evidemment, il y a ici un désaccord curieux qui, pourvu que les résultats soient corrects, a une des deux explications suivantes. Ou il y a vraiment

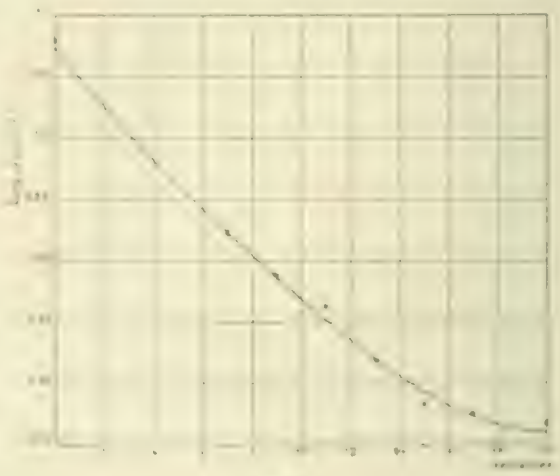


Fig. 1

quelque corps actif inconnu dans la thorite, ou, le radiothorium étant [illegible] complètement [illegible] de l'oxyde, le radiothorium disparaît beaucoup plus rapidement que l'on n'a cru jusqu'ici. Ce dernier point de vue [illegible] par les valeurs maxima trouvées pour l'oxyde de thorium différentes époques après sa préparation. Si on examine le

tableau suivant, on verra que le radiothorium disparaît avec une vitesse qui indique, au commencement, une période de trois ou quatre mois. La courbe des logarithmes n'est pas une ligne droite; cela est dû, sans doute, à la nouvelle formation de mésothorium. Les deux oxydes, plus ou moins riches en thorium, montrent aussi une chute semblable de leur activité. Les chiffres dans la colonne pour le radiothorium sont obtenus par soustraction de 7, activité de l'oxyde seul sans produits, de l'activité totale.

[illegible]	[illegible]	Act. [illegible]	[illegible]
0	128	121	2,0828
7	91	84	1,9245
9	84	77	1,8865
11 —	8[illegible]	75	1,8657
13 —	75	66	1,8195
15 —	67,5	60,5	1,7818
17 —	66,5	59,5	1,7745
20	65,5	58,5	1,7672

Il faut prendre ces valeurs comme étant seulement approximatives. Je me propose d'en faire une étude plus complète en prenant des échantillons beaucoup plus grands.

Jusqu'à maintenant on a signalé le radiothorium comme ayant une période de deux ans, mais il est possible que dans toutes les expériences faites à ce sujet il y ait eu du mésothorium présent. M. Blanc[1] fit des déterminations très soignées en utilisant un produit de radiothorium extrait des sédiments d'Échaillon, mais il l'employa à l'état d'hydrates contenant du fer et il est bien possible que le fer ait entraîné une partie du mésothorium dans le sédiment. Il est à remarquer qu'il dit que quand il commença ses mesures, après avoir gardé la substance pendant six mois, l'activité tomba plus rapidement pendant le premier mois et demi que plus tard. Pour calculer la constante il n'a pas employé ces premières mesures.

1. [illegible] 1907, 521.

Dans le cas de l'oxyde de thorium employé ici le mésothorium n'avait pas beaucoup de raison de rester. Les solutions précipitées par l'ammoniaque furent très diluées, environ 1 décigramme dans 150 ou 200 cm³ et les précipitations furent répétées un assez grand nombre de fois. En outre, le thorium ne contenait pas de fer et lui-même n'a pas beaucoup de pouvoir entraînant.

Conclusions.

1. La thorite contient du thorium et ses produits de transformations radioactives, et en petite quantité de l'uranium et ses produits aussi, mais pas d'autres corps actifs.

2. Le mésothorium est retenu par des sulfates insolubles, mais probablement incomplètement dans un premier traitement, autrement l'activité du thorium dans la solution obtenue par lavage du résidu de sulfates par l'eau et mesurée un an après le traitement aurait été plus petite. Par des précipitations répétées par l'ammoniaque d'un sel de thorium tout le mésothorium est probablement mis en solution.

Il est précipité en partie avec les carbonates des alcalino-terreux, et avec les oxalates en solution acide, et il est entraîné par l'hydrate de fer.

3. Les activités relatives trouvées pour les différents produits du thorium en équilibre s'accordent avec la théorie que l'émanation donne quatre particules α.

4. Le thorium a une activité propre à lui-même mais très petite, indiquant un groupe de particules α de petit parcours, peut-être un peu plus de deux cms.

5. Le radiothorium a une période de quelques mois seulement et un parcours de deux cms.

Je désire exprimer ma très vive reconnaissance à Mme Curie pour le bienveillant accueil qu'elle m'a fait dans son laboratoire. De même je remercie bien sincèrement Mme Curie et M. Debierne pour les bons conseils qu'ils ont bien voulu me donner au cours de ce travail.

Manuscrit reçu le 1 [illegible] 1911.

La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman

Par A. COTTON

[illegible] — [illegible].

La publication des Œuvres complètes de W. Ritz[1] me fournit une occasion de parler ici d'une théorie que ce regretté physicien, un an avant sa mort prématurée, avait donné du phénomène de Zeeman et qui n'a pas, je crois, suffisamment attiré l'attention. Ritz l'a exposée, sous une forme très concise, à la fin de

1. [illegible] W. [illegible] par la Société suisse de [illegible] 1911.

son mémoire *Magnetisches Moment und Serienspektren*, mais surtout principalement de l'explication des relations [illegible] entre les fréquences des raies appartenant à des familles naturelles que sont les séries. Toutefois, les travaux de Ritz dans cette dernière direction ont tout, déjà de son vivant, et même tout récemment encore[2], des vérifications qui en ont montré l'importance, l'explication qu'il a proposée du changement magnétique des raies n'a guère été remarquée et n'a fait l'objet d'aucune discussion.

Je crois cependant que cette partie du mémoire de Ritz se montre, elle aussi, suggestive. J'ai cherché moi-même à en faire une application à un cas particulier : celui de l'effet Zeeman positif tel qu'il se rencontre dans les spectres des corps gazeux. Mais avant de donner quelques détails sur ce cas particulier, je voudrais indiquer en quoi consiste la théorie même de Ritz. L'auteur l'a publiée sous une forme concise, parfois un peu difficile à suivre (il y a çà et là quelques fautes d'impression). Il se réservait, je crois, de la reprendre, de la modifier peut-être ; la mort ne le lui a pas permis. Sans m'astreindre à suivre l'ordre qu'il avait adopté lui-même, je chercherai à donner de sa théorie une idée assez complète, en donnant çà et là des explications complémentaires. J'ajouterai quelques remarques personnelles, et je proposerai en particulier une explication, différente de celle de Ritz, bien qu'elle découle de sa théorie même, des changements magnétiques remarquables des raies du sodium.

I

Dans le mémoire de Ritz, les hypothèses sur la constitution de l'atome faites pour expliquer la répartition des raies en séries jouent un rôle prépondérant ; la notion de champ intra-atomique intervient à chaque instant. Il y a cependant avantage, je pense, à indiquer dès le début les hypothèses que fait Ritz spécialement en vue d'expliquer le phénomène de Zeeman ; elles sont, dans une certaine mesure, indépendantes du reste du mémoire. Elles ont quelque rapport avec celles que faisait, dès 1899, Preston[3]. Ce dernier avait cherché à expliquer les caractères du phénomène de Zeeman en admettant certains mouvements de rotation et d'oscillation des particules des corbeilles produits par le champ magnétique, il se reportait à un travail de Johnston Stoney qui avait cherché, en 1891, à rendre compte de certaines lois de Kayser et Runge en admettant que l'atome dans certaines circonstances, sous l'influence d'un champ magnétique, [illegible]. Ritz suppose, au contraire, des mouvements de l'atome lui-même, [illegible], d'une façon plus précise, *dans l'atome* placé dans le champ magnétique.

Considérons dans cet atome une certaine droite particulière H_0 (ce sera, pour Ritz, la direction d'un champ intra-atomique, mais il est inutile d'en préciser dès à présent la nature) : Ritz admet en premier lieu que H_0 tourne autour des lignes de force du champ H de l'électro-aimant, avec une vitesse angulaire ω' proportionnelle à l'intensité du champ. Nous retrouvons ici, mais sous une forme un peu modifiée, la conception *tourbillonnaire* du champ magnétique.

Cette idée est déjà ancienne, elle se présente d'ailleurs tout naturellement à l'esprit, si l'on réfléchit qu'un champ magnétique a la symétrie d'un cylindre tournant (P. Curie) : il est donc possible d'admettre *a priori* que dans un tel champ il y a effectivement quelque chose qui tourne. On a d'abord admis, avec Lord Kelvin et Maxwell, que ce *quelque chose* était l'éther, et cette hypothèse ne s'était pas montrée stérile. Elle avait permis à Tait de prévoir le changement magnétique des raies spectrales ; elle avait aidé Zeeman lui-même, comme il l'a expressément indiqué, à le découvrir effectivement. Henri Becquerel avait utilisé la même hypothèse dans un essai de théorie de la polarisation rotatoire magnétique, et lorsque Zeeman eut publié sa découverte, Becquerel avait cherché à rattacher à la fois à ce mouvement tourbillonnaire la polarisation rotatoire magnétique et ce changement magnétique des raies. Ces deux sortes de phénomènes ont entre eux, en effet, comme l'ont montré les travaux de Larmor, Fitzgerald, Voigt, etc..., des rapports étroits.

Cependant l'hypothèse d'un mouvement tourbillonnaire de l'*éther* appliquée à l'explication de la polarisation rotatoire magnétique soulevait quelques difficultés. En les signalant en 1899, j'ai remarqué[1] qu'elles disparaîtraient peut-être si l'on admettait, comme cela avait été déjà proposé, un mouvement tourbillonnaire de la matière elle-même. Il est donc intéressant de remarquer que par une voie toute différente, Ritz est conduit à admettre un mouvement de rotation de l'atome ou d'une partie de l'atome.

Ce mouvement tourbillonnaire atomique ne suffirait pas pour rendre compte de tous les faits observés dans l'étude du phénomène de Zeeman. C'est pourquoi Ritz admet que la droite H_0 peut en outre effectuer des *oscillations* dans le champ magnétique. Preston et Fitzgerald, qui se préoccupaient de certains cas où les vibrations parallèles aux lignes de force donnent plusieurs composantes dans l'observation transversale, avaient déjà remarqué qu'un mouvement oscillatoire périodique peut entraîner une variation périodique de l'amplitude de ces vibrations et que, par suite, le spectroscope doit donner plusieurs composantes au lieu d'une seule. Si on examine, par exemple, une vibration harmonique $a \cos nt$ dont

[1] [illegible] 81.

l'amplitude a est elle-même supposée varier en fonction du temps suivant la loi $\cos ct$, on doit avoir deux raies. On a en effet

$$\cos at \cos nt = \frac{1}{2}\cos(n+a)t + \frac{1}{2}\cos(n-a)t$$

Examinons ces oscillations supposées, abstraction faite du mouvement tourbillonnaire. Le cas particulièrement simple que nous venons d'examiner, où l'amplitude varie suivant l'expression $\cos ct$, s'obtiendrait si la droite H_0 effectuait simplement dans le champ extérieur H des oscillations pendulaires. Or imaginons que l'atome placé dans un champ magnétique soit soumis à un couple proportionnel au carré du champ : comme il ne peut, par suite des mouvements thermiques, prendre dans le champ une position d'équilibre stable, il effectuera précisément des oscillations dont la fréquence, proportionnelle à c, variera proportionnellement à H. L'hypothèse des oscillations de Ritz se rattache donc, elle aussi, à une autre hypothèse connue. On sait que divers phénomènes, tels que celui de la biréfringence magnétique des liquides aromatiques que nous avons étudiée, H. Mouton et moi, conduisent aussi à admettre que les molécules — non plus les atomes — sont soumises à un couple directeur quand on les place dans un champ magnétique. D'autre part, dans d'autres théories (celle de Voigt tout d'abord) du phénomène de Zeeman, on a été aussi conduit à admettre l'orientation par le champ des objets vibrants considérés, et même une orientation complète.

Ritz fait sur ces oscillations des hypothèses plus générales, le mouvement pendulaire simple n'étant évidemment qu'un cas très particulier. Appelons θ l'angle variable des directions positives H_0 et H, et ψ l'angle, que nous supposerons également variable (indépendamment du mouvement tourbillonnaire), fait par le plan des deux champs H_0 H avec un plan de référence fixe. Ritz admet d'une façon générale que les lignes trigonométriques $\sin\theta$, $\cos\theta$, $\sin\psi$, $\cos\psi$ sont représentées par des développements rapidement convergents de la forme suivante, où les coefficients c sont supposés proportionnels au champ H :

$$A = \Sigma\, A_n \cos c_n t + B_n \sin c_n t$$

qui se réduisent à des séries de Fourier dans le cas où les oscillations de l'atome sont périodiques. Dans ce cas les angles eux-mêmes sont exprimables par des séries de Fourier et leurs développements prendront la forme :

$$\alpha_1 \cos ct + \beta_1 \sin ct + \alpha_2 \cos 2ct + \beta_2 \sin 2ct + \ldots$$

Si alors on superpose ces oscillations périodiques au mouvement tourbillonnaire envisagé plus haut, on arrive pour représenter le mouvement résultant de H aux équations suivantes données par Ritz :

$$\begin{aligned} \cos\theta &= a_0 + a_1 \cos ct + b_1 \sin ct + a_2 \cos 2ct \\ &\quad + b_2 \sin 2ct \ldots + \\ \psi &= \psi_0 + \omega t + \alpha_1 \cos ct + \beta_1 \sin ct + \alpha_2 \cos 2ct \\ &\quad + b_2 \sin 2ct + \ldots \end{aligned}$$

où les constantes ω et c varient toutes deux proportionnellement au champ. Ce mouvement résultant n'est lui-même périodique que s'il y a un rapport simple entre ω' et c, c'est-à-dire entre la période du mouvement tourbillonnaire et celle des oscillations.

II

Telles sont les hypothèses que fait Ritz spécialement pour expliquer le phénomène de Zeeman. Admettons-les sans les discuter et sans nous demander pour le moment quelle est la cause des mouvements supposés. La source lumineuse proprement dite fait partie de l'atome. Quelle que soit l'idée que l'on se fasse de cette source élémentaire, les mouvements atomiques vont modifier les vibrations reçues par le spectroscope et l'observateur verra les raies spectrales se modifier.

Quelles seront ces modifications? Dans certains cas, ce problème peut se ramener à un simple problème de cinématique. Pour faire comprendre qu'il peut en être ainsi, je ferai d'abord sur la nature de la source une hypothèse particulière, entièrement distincte de celle faite par Ritz que j'examinerai ensuite. L'atome tout entier, ou une partie de l'atome, est animé des mouvements supposés plus haut lorsqu'on fait intervenir le champ magnétique H : dans les deux cas j'appelle S cette partie mobile, que j'assimilerai à un corps solide. A ce solide se trouvera rattaché une masse m chargée électriquement (charge e), mais ayant, comme un ion, une très faible valeur du rapport $\frac{e}{m}$ de la charge à la masse : le lien sera par exemple constitué par des forces électrostatiques.

Supposons d'abord que le champ extérieur n'existe pas : nous admettrons que cet ion vibre par rapport à S, sous l'influence de ces forces. Ces vibrations propres de l'ion ont la fréquence qui correspond à la raie primitive, nous les définirons par rapport à un système d'axes $x'\ y'\ z'$ pris dans le solide S.

Plaçons maintenant le système dans le champ H. Le rapport $\frac{e}{m}$ étant petit nous pourrons négliger l'action électromagnétique directe du champ H sur les vibrations de la masse chargée. D'autre part les mouvements atomiques supposés sont lents par rapport aux vibrations lumineuses, nous pouvons donc négliger, au moins en première approximation, la force cen-

[illegible] puisque nous ne nous occupons pas ici de l'explication même des séries spectrales.

Il suffit d'admettre que le champ H_0 existe et que l'électron luminifère est assujetti à se mouvoir dans un plan normal à H_0. On trouve alors aussitôt qu'il y décrit une trajectoire circulaire, avec une vitesse angulaire constante, facile à calculer en fonction de H_0. La pulsation n_0 correspondante est égale à $\frac{e H_0}{m}$ (unités électromagnétiques), la fréquence $\frac{1}{\lambda}$ de la raie, définie comme le font les spectroscopistes (évaluée par conséquent en prenant le centimètre comme unité de longueur), s'en déduira en divisant n_0 par $2 \pi v$ (v vitesse de la lumière). Un électron luminifère, s'il était seul, enverrait ainsi, dans la direction H_0, de la lumière polarisée circulairement; mais la source réelle comprenant un grand nombre d'atomes et d'électrons, avec des orientations diverses pour les droites H_0, la lumière réellement produite sera de la lumière naturelle, la raie ayant toujours la fréquence $\frac{1}{\lambda}$ reliée très simplement au champ atomique et qui permet de calculer sa valeur.

Créons maintenant le champ magnétique extérieur H, et appelons x y z les coordonnées de l'électron luminifère e, rapportées à trois axes rectangulaires fixes : l'axe Oz sera dirigé suivant les lignes de force du champ H, l'axe Oy, par exemple, vers l'observateur lors de l'observation normale au champ; de plus lorsqu'on amène Ox sur Oy, un observateur placé du côté des z positifs voit la rotation s'effectuer en sens inverse des aiguilles d'une montre. Si nous arrivons à calculer ces coordonnées x y z, nous aurons résolu la question.

Pour cela Ritz calcule d'abord les coordonnées auxiliaires u v, qui définissent la position de e dans le plan normal au champ moléculaire H_0, où cette particule est assujettie à se mouvoir. Les axes Ou, Ov sont rectangulaires, et Ov est la projection de Oz sur le plan où la particule se meut. Ces coordonnées u v sont [illegible] par un changement d'axes.

Calcul de u, v. — Ce calcul est fait en utilisant les équations de Lagrange. En [illegible] considérant

$$T = \frac{1}{2} m [illegible]$$

de la particule chargée, en l'exprimant en fonction de u, v, et des dérivées u', v', de ces quantités par rapport au temps. Il calcule, d'autre part, le travail des forces électromagnétiques pour des déplacements virtuels [illegible].

Ce travail virtuel étant mis sous la forme :

$$\delta A = [illegible] \delta y + V \delta z$$

il écrit les équations de Lagrange[1] :

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial u} - \frac{\partial T}{\partial u} = 0$$

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial T}{\partial v} - \frac{\partial T}{\partial v} = 0$$

On a ainsi des équations différentielles qui permettent de calculer u et v. Ces équations se simplifient en utilisant les remarques, que Ritz utilise encore dans la suite, que le champ extérieur H est très petit (rapport de l'ordre 10^{-4}) vis-à-vis du champ intra-atomique H_0 dont on connaît la grandeur, et que l'on sait d'avance que les changements de périodes sont petits.

Ces équations simplifiées s'écrivent alors (en désignant les dérivées par des lettres accentuées :

$$u'' = 2\psi' v \cos\theta - \frac{e}{m}(H_0 + H\cos\theta)v' - H_0\frac{e}{m}\psi' u\cos\theta$$

$$v'' = -2\psi' u\cos\theta + \frac{e}{m}(H_0 + H\cos\theta)u' - H_0\frac{e}{m}\psi' v\cos\theta$$

Si ψ' et θ étaient constants, on aurait immédiatement la solution particulière

$$u = \cos n_1(t - t_0) \qquad v = \sin n_1(t - t_0)$$

n_1 étant l'une des racines de l'équation du second degré :

$$n^2 - \left[n_0 + \left(\frac{eH}{m} - 2\psi'\right)\cos\theta\right]n - n_0\psi'\cos\theta = 0.$$

Cette racine n_1 se distingue facilement, l'autre ayant un ordre de grandeur inacceptable et donnant donc des termes négligeables dans la solution générale. Elle a, comme valeur approchée :

$$(5) \qquad n_1 = n_0 + \left(\frac{eH}{m} - \psi'\right)\cos\theta.$$

Lorsque ψ' et θ varient tous deux, on a la solution suivante qui satisfait aux équations (2) avec les approximations admises par Ritz : On pose

$$Q = \int^t n_1\,dt$$

et on a alors

$$u = \frac{n_0}{n_1}\cos Q \qquad v = \frac{n_0}{n_1}\sin Q$$

ou, sensiblement

$$u = \cos Q \qquad v = \sin Q.$$

On connaît $\cos\theta$ et ψ en fonction du temps par les relations (1) que je récris

$$\cos\theta = a_0 + a_1\cos ct + b_1\sin ct + a_2\cos 2ct + b_2\sin 2ct + \ldots$$

$$\psi = \psi_0 + \omega t + \gamma_1\cos ct + \beta_1\sin ct + \gamma_2\cos 2ct + \beta_2\sin 2ct + \ldots$$

n_1 est la fonction du temps donnée par (5) : on peut donc calculer Q : on a les valeurs de u et v. Ritz remarque que dans l'expression de n_1 il y a des termes constants et des termes fonctions périodiques du temps : il les sépare les uns des autres, ce qui donne

$$Q = n_0(t - t_0) + \varepsilon(t - t_0) + S$$

où S désigne une série trigonométrique où les arguments sont des multiples de ct, et ε la quantité suivante (proportionnelle au champ H, de même que c et ω') :

$$(6) \qquad \varepsilon = -a_0\left(\frac{eH}{m} - \omega'\right) + \sum c\,n\,(\gamma_n b_n - \beta_n a_n)$$

On trouve alors que u, v, sont des sommes de termes de la forme

$$\cos(n_0 + \varepsilon \pm mc)(t - t_0)$$

ou

$$\sin(n_0 + \varepsilon \pm mc)(t - t_0)$$

où m est un coefficient numérique : 0, 1, 2,...

ε est la quantité qui vient d'être définie : il faut remarquer dès à présent que si on change le signe de $\cos\theta$, par conséquent de $a_0\ a_n\ b_n$, etc., cette quantité ε change de signe : ce résultat va être utilisé dans un instant.

Calcul de $x\ y\ z$. — Pour chercher enfin les coordonnées $x\ y\ z$ rapportées aux axes fixes, il suffira de faire le changement d'axes. Il s'effectue, avec les définitions admises par Ritz pour θ et ψ[1], à l'aide des

1. Ritz a donné l'expression de δ A donnée par Ritz (*loc. cit.*, p. 677). Je crois l'expression à corriger : on mettrait dans la parenthèse de cette expression le facteur $\frac{e}{c}$ où c désigne la vitesse de la lumière, en remplaçant $u\,\delta v - v\,\delta u$ par $u\,\delta u + v\,\delta v$. Dans la suite du calcul, on multipliera dans l'équation du bas de la page 678 le terme $\frac{d\psi}{dt}\cos\theta$ par n_0, et page 681 on remplacera H_0 par H dans l'expression de Q.

Je crois devoir remarquer que j'ai dû, pour diverses raisons, modifier quelque peu les notations de Ritz. Je désigne, comme dans mon précédent article, les pulsations par la lettre n. Je remplace la lettre ω de Ritz par c en réservant ω à la vitesse angulaire caractéristique d'un électron libre.

1. θ est toujours l'angle de H_0 et de H ; d'autre part Ritz désigne par $\psi - \frac{\pi}{2}$ l'angle des plans $Oz\,x$ et OH_0z. Il choisit sans doute cette notation parce que l'angle ψ ainsi défini est, comme θ, l'un des trois angles d'Euler. Quand on étudie le mouvement d'un corps solide autour d'un point fixe, on définit la position du trièdre mobile $Ox\ y\ z$ par rapport au trièdre fixe $Ox'y'z'$ en donnant l'angle θ de Oz avec Oz', l'angle ψ de Ox avec l'intersection OR du plan $x'\,y'$ et du plan $x\,y$, enfin l'angle φ de OR avec Ox'.

Dans ce cas les formules d'Euler sont :

$$x = x'\cos\varphi\cos\psi - \sin\varphi\sin\psi\cos\theta + y'\sin\varphi\cos\psi + y'\cos\varphi\sin\psi\cos\theta + z'\sin\psi\sin\theta$$

$$y = -x'\cos\varphi\sin\psi - \sin\varphi\cos\psi\cos\theta + y'\sin\varphi\sin\psi - y'\cos\varphi\cos\psi\cos\theta + z'\cos\psi\sin\theta$$

$$z = x'\sin\varphi\sin\theta - y'\cos\varphi\sin\theta + z'\cos\theta.$$

Les formules (5) de Ritz, qu'on établit aussitôt directement,

formules suivantes :

$$(5)\qquad \begin{aligned} x &= u\cos\psi + v\cos\theta\sin\psi \\ y &= u\sin\psi + v\cos\theta\cos\psi \\ z &= v\sin\theta \end{aligned}$$

Cherchons d'abord la valeur de z dont l'expression est la plus simple, puisque le facteur $\sin\theta$ ne dépend pas de ψ et par suite de ω. On peut exprimer $\sin\theta$, comme $\cos\theta$, par une série trigonométrique. On a en effet :

$$\sin\theta = \sqrt{1-\cos^2\theta} = 1 - \frac{\cos^2\theta}{2} - \frac{\cos^4\theta}{8} - \cdots$$

La relation (1) donne le développement de $\cos\theta$; dans le second membre on remplacera[1] les puissances des sinus et cosinus par les sinus ou cosinus des multiples de ct.

L'expression de z peut donc, comme celle de v lui-même, se mettre sous la forme d'une somme de termes sinus ou cosinus, de la forme

$$\begin{aligned} &\cos(n_p t \pm \pm mct + t_0) \\ &\sin(n_p t \pm \pm mct + t_0) \end{aligned}$$

Nous avons admis pour $\cos\theta$ un signe déterminé. Si l'on admet que les deux signes de $\cos\theta$ sont également possibles, c'est-à-dire que le vecteur H_0 peut occuper, dans les différents atomes, l'une ou l'autre des deux orientations qui ne diffèrent que par le sens du vecteur H_0, l'expression de z devient une somme de termes de la forme

$$\begin{aligned} &\cos(n_p t \pm \pm mct + t_0) \\ &\sin(n_p t \pm \pm mct + t_0) \end{aligned}$$

La valeur de z ainsi trouvée nous donne les vibrations parallèles au champ, qui se propageront à angle droit des lignes de force. Les pulsations n_p des composantes correspondantes sont données par la relation

$$n_p = n_0 \pm \pm mc \quad \text{où } m = 0, 1, 2, 3, \ldots$$

Passons aux valeurs de x, y. Examinons d'abord un cas particulier, supposons que $\frac{d\psi}{dt}$ soit constant et égal à ω. Alors les coefficients x, y, z seront, et dans ce cas, une valeur constante. Les deux premières équations (5) se réduisent alors, en choisissant, pour simplifier l'écriture, l'origine du temps de façon que $\psi_0 = 0$, à

$$\begin{aligned} x &= u\cos\omega t + v\cos\theta\sin\omega t \\ y &= u\sin\omega t + v\cos\theta\cos\omega t \end{aligned}$$

[illegible]

u et v sont, comme on l'a vu, une somme de termes de la forme $\sin nt$, $\cos nt$. Dans chacun des seconds membres, remplaçons les produits de sinus et cosinus par des sommes, nous aurons les valeurs de x, y, avec les diverses pulsations caractéristiques mises en évidence. En particulier, les différents termes de l'expression de x ainsi développée nous donneront les valeurs des pulsations n_n des composantes normales aux lignes de force que montrera l'observation transversale. De plus, la comparaison des valeurs de x et y développées montre aussitôt qu'à ces composantes de pulsations n_n correspondent des vibrations circulaires des deux sens dans l'observation longitudinale. Si on remplace, par exemple, u par un terme $\cos nt$, on a en effet :

$$\cos nt\cos\omega t = \frac{1}{2}\cos(n+\omega)t + \frac{1}{2}\cos(n-\omega)t$$

$$\cos nt\sin\omega t = \frac{1}{2}\sin(n+\omega)t - \frac{1}{2}\sin(n-\omega)t$$

Les termes renfermant $v\cos\theta$ se décomposent de la même manière.

Or ces résultats sont encore valables lorsqu'il s'agit du cas général où $\frac{d\psi}{dt}$, $\cos\theta$ sont tous deux variables. On remplace, dans les équations (5), $\cos\theta$, $\sin\psi$, $\cos\psi$ par leurs développements en séries, et on fait les mêmes transformations. Si l'on pose, en effet, pour abréger, dans l'expression de ψ (équations 1)

$$\psi = \psi_0 + \omega t + \Sigma$$

Σ étant une série trigonométrique, on aura, par exemple :

$$\sin\psi = \psi_0 + \omega t + \Sigma = \sin\omega t\cos\Sigma + \cos\omega t\sin\Sigma$$

et, dans le second membre, on développera à leur tour $\cos\Sigma$ et $\sin\Sigma$: on pourra écrire, en désignant par Σ_1 et Σ_2 deux séries trigonométriques :

$$\sin\psi = \psi_0 + \omega t + \Sigma = \sin\omega t + \Sigma_1 + \cos\omega t + \Sigma_2$$

$\sin\psi$ et $\cos\psi$ auront des expressions de même forme, on pourra, comme précédemment, trouver les diverses composantes, à vibrations rectilignes normales au champ, observées dans l'observation transversale, et les vibrations circulaires inverses dans l'observation longitudinale. Tenant compte des valeurs trouvées pour u et v, on voit alors que les pulsations n_p des diverses composantes à vibrations normales au champ satisfont à la relation

$$n_p = n_0 \pm \pm \pm mc$$

où m est encore un coefficient entier 0, 1, 2, 3, etc.

Le problème, dans le cas de l'effet *Zeeman transversal* dont je m'occuperai d'abord plus particulièrement, est donc résolu : les phases des composantes

sont données par l'ensemble des deux formules

$$\left(\begin{matrix}\text{Vibr. parallèles}\\ \text{au champ}\end{matrix}\right) \qquad n = n_0 \pm \varepsilon \pm mc$$

$$\left(\begin{matrix}\text{Vibr. normales}\\ \text{au champ}\end{matrix}\right) \qquad n = n_0 \pm \varepsilon \pm \omega' \pm m c$$

Ces formules conduisent, dans le cas général, à un nombre théoriquement infini de composantes magnétiques, mais on va voir que ce nombre peut se réduire pratiquement à un nombre très limité, les intensités correspondantes pouvant décroître très rapidement. De plus on va voir que, dans des cas particuliers, le nombre des composantes magnétiques ainsi prévues est en toute rigueur fini et très petit.

III

Avant d'examiner les cas où les formules générales auxquelles conduit le calcul de Ritz se simplifient, remarquons qu'un certain nombre de résultats généraux de l'étude du phénomène de Zeeman se trouvent dès à présent établis par la théorie que nous étudions :

L'écart entre deux composantes polarisées de la même manière varie *proportionnellement à l'intensité du champ* H; nous avons vu, en effet, que les quantités désignées par c, ω', ε sont proportionnelles à H.

La *relation entre les deux cas principaux d'observation* (longitudinale et transversale) résulte aussitôt de l'examen des formules donnant x et y.

Pour aller plus loin, nous supposerons d'abord avec Ritz que la quantité désignée par ε est négligeable. Cette quantité donnée par la relation (4) s'annule rigoureusement lorsque l'on a, par exemple, dans les équations (1) $a_{00} = 0$, c'est-à-dire lorsque le développement de $\cos\theta$ ne renferme pas de terme constant, si les coefficients α, β, etc... sont nuls aussi, c'est-à-dire si la vitesse angulaire de rotation ψ' est constante. Elle s'annule aussi, toujours si la vitesse angulaire ψ' est constante, si l'on a $\omega' = \frac{e\,\mathrm{H}}{m}$, etc... Si ε est nul, ou s'il est très petit vis-à-vis de c, ω', les places des composantes sont données par les formules suivantes :

Vibr. parallèles à H : $n_0 = n_0 \pm mc \quad m = 0, 1, 2, \ldots$

Vibr. norm. à H : $n_0 = n_0 \pm \omega' \pm m'c \quad m' = 0, 1, 2, \ldots$

Les distantes entre les composantes dans l'observation transversale s'expriment alors d'une façon simple en fonction des deux données fondamentales ω' et c. Or, j'ai eu l'occasion, en indiquant ici même les résultats des mesures récentes[1], de signaler que ces formules de Ritz représentent d'une façon satisfaisante les décompositions magnétiques (symétriques) observées, même les plus compliquées : il suffit pour cela de donner aux entiers m, m' des valeurs très simples 0, 1, 2, rarement 3 ou 4[1]. C'est déjà un résultat utile de la théorie de Ritz qu'elle a conduit à ces formules simples.

Restreignons un peu la généralité des hypothèses faites sur le mouvement admis dans l'atome : ce mouvement résultait de deux mouvements (rotation et oscillations) séparément périodiques, mais n'était pas nécessairement périodique. Supposons qu'il le soit. Il y a alors une relation simple entre ω' et c, *par exemple* c sera un multiple simple de ω'. Dans ce cas, les formules (6) deviennent

$$n_\rho = n_0 \pm m\omega$$
$$n_\sigma = n_0 \pm \omega' \pm m\omega'.$$

Dans ce cas les distances entre les composantes s'expriment simplement en fonctions d'*une* seule donnée fondamentale. *La règle de Runge se retrouve ainsi comme cas particulier des formules de Ritz.* Si cette constante unique est elle-même en relation simple avec la vitesse angulaire $\omega = \frac{e\,\mathrm{H}}{m}$ caractéristique d'un électron libre (si on a, par exemple, pour fixer les idées $\omega' = \omega$), on s'explique aussitôt que les écarts des diverses composantes soient souvent, comme Runge l'a remarqué, *en relation simple avec l'écart normal :* ω représente en effet précisément la différence des pulsations des deux composantes latérales du triplet normal de Lorentz.

Simplifions encore le mouvement atomique supposé, en admettant que $\frac{d\psi}{dt}$ soit constant et égal à ω' les oscillations de H_0 s'effectueront ainsi dans un plan qui tourne avec une vitesse constante autour de h. Si ces oscillations sont elles-mêmes moins compliquées qu'on ne l'a supposé plus haut, les décompositions magnétiques pourront être plus simples, elles aussi.

Par exemple, admettons à la fois :

$$\psi = \omega' t \qquad \text{avec } \omega' = \frac{e\,\mathrm{H}}{m}$$

et $\cos\theta = \cos c(t - t_0)$: d'où $\sin\theta = \sin c(t - t_0)$

le calcul, indiqué, plus haut se simplifie énormément ; Θ se réduit à $n_0(t - t_0)$, ε est nul, et on a aussitôt (en se dispensant d'écrire t_0) :

$$z = \sin n_0 t \sin ct$$
$$x = \cos n_0 t \cos \omega' t - \cos ct \sin n_0 t \sin \omega' t$$
$$y = \cos n_0 t \sin \omega' t + \cos ct \sin n_0 t \cos \omega' t$$

1. A. Cornu, *Le Radium*, 8 (1911), 42. Le nombre est pour le fer [illegible] 36, ou 1. Weiss m'a cité de vingt raies pour [illegible] 2 [illegible] 19 et 20 plus étrangeles au [illegible] 2 et 5 au lieu de fig. 3 et 4.

1. Par exemple, on peut représenter le changement magnétique de la raie 6145 du Néon (fig. 22 de l'article cité plus haut) en faisant $m = 2$ ou 4, $m' = 1$ ou 3 et on obtient les 12 composantes. Dans le cas de la raie 6402 du Néon (fig. 24) 15 composantes en tout par exemple $m = 0, 1$ $m' = 0, 1, 2$.

[illegible] [illegible] [illegible]

$$= \frac{1}{2}\cos n_0 t - \frac{1}{2}\cos n_0 t - c t$$

$$\frac{1}{2}\cos(n_0 - c)t + \frac{1}{2}\cos(n_0 + c)t = \frac{1}{4}\cos n_0$$

$$(n_0 - c)t - \frac{1}{4}\cos(n_0 - c - c)t + \frac{1}{4}\cos(n_0$$

$$\frac{1}{4}\cos(n_0 + c)t$$

$$\frac{1}{2}\sin n_0 t \quad \frac{1}{2}\sin n_0 t \quad \frac{1}{4}\sin n_0$$

$$(n_0 - c)t + \frac{1}{4}\sin(n_0 - c)t + \frac{1}{4}\sin n_0$$

$$\frac{1}{4}\sin(n_0 + c)t$$

[illegible] [illegible] dans l'observation transverse de deux composantes magnétiques, de pulsations $n_0 \pm c$, provenant des vibrations parallèles aux lignes de force, des six composantes provenant des vibrations perpendiculaires, correspondant aux vibrations circulaires de l'[illegible] Ritz [illegible] Parmi ces six composantes les deux premières de pulsations $n_0 \pm \omega'$ ont une amplitude deux fois plus grande et une intensité quatre fois plus grande que les autres de pulsations [illegible] Ce mode de décomposition ne correspond exactement à aucun des cas trouvés expérimentalement jusqu'ici, mais cet exemple simple suffit à montrer que la théorie conduit, pour certains mouvements de H_0, à un nombre fini de [illegible] types.

Je citerai un autre des exemples donnés par Ritz, pour faire voir que le nombre des composantes observées effectivement peut être encore plus petit que le nombre théoriquement prévu, parce que leurs intensités sont trop faibles. Admettons encore $\omega' = \frac{e H}{m}$, mais prenons cette fois

$$\sin\theta = A \cos(H \cos t) \qquad \text{avec } A = 1$$

[illegible] Ritz [illegible] intensités en admettant que dans les différents atomes, [illegible] [illegible] [illegible] pour les valeurs [illegible]

[illegible]

variables de A. Si l'on fait $A = \frac{3}{4}$, la raie modifiée se réduit pratiquement à un *quadruplet*. On trouve en effet : deux composantes vibrant parallèlement au champ dont les pulsations sont $n_0 \pm c$, et dont les intensités sont représentées par 0,28 ; deux composantes vibrant perpendiculairement au champ ($n_0 \pm \omega'$) dont les intensités sont 0,87 ; enfin quatre composantes, dont l'intensité calculée (0,0005) est tout à fait négligeable et qu'il serait très difficile de mettre en évidence, même si on les recherchait spécialement.

Si on a $\omega' = 2c$, ce quadruplet représente la disposition du quadruplet bien connu donné par D_1 (voir la fig. 3 de l'article cité). Je remarquerai toutefois que Ritz n'obtient pas ce quadruplet en vraie grandeur si l'on admet, comme il le fait, que la source lumineuse e est un électron. On a supposé, en effet, $\omega' = \frac{e H}{m}$. Si le second membre a bien la valeur ω caractéristique d'un électron libre, l'écart entre les composantes extérieures de ce quadruplet serait le double de l'écart normal, alors que les mesures indiquent qu'il en est seulement les $\frac{4}{3}$. Je reviendrai bientôt sur ce point.

Si on a $\omega' = c$, le quadruplet prend la disposition de la figure 29 ; c'est-à-dire qu'on a des doublets égaux pour les vibrations perpendiculaires et parallèles aux lignes de force. On explique d'une façon analogue, au moins qualitativement, d'autres types remarquables de changements, y compris les cas singuliers du triplet inverse de H. Becquerel et Deslandres (fig. 26), du quadruplet inverse (fig. 28), etc...

Je ne crois pas qu'il soit utile d'indiquer ici les solutions particulières indiquées par Ritz dans ces divers cas : on va voir en effet par un exemple que l'on peut arriver de diverses façons à expliquer par la théorie un mode de changement déterminé. Mais parmi les types de changements importants, il y en a encore un qu'il convient particulièrement d'examiner, celui du *triplet pur*. Son interprétation dans les vues de Ritz est très simple : admettons que la droite H_0 tourne autour de H en lui restant perpendiculaire. On [illegible]

$$\theta = \omega(t - t_0)$$

$$\cos\theta = 0$$

d'où $\quad \alpha_0 = 0, \quad \beta = 0, \quad \gamma = \theta_0 (t - t_0)$

par suite α, β, γ sont donnés par

$$\alpha = \sin\omega(t - t_0)$$

$$\beta = \cos\omega(t - t_0)\cos\omega(t - t_0)$$

$$\gamma = \cos\omega(t - t_0)\sin\omega(t - t_0).$$

[illegible] [illegible] se dépouillent d'entre les constantes

dans les arguments des seconds membres :

$$z = \sin n_0 t$$

$$x = \frac{1}{2}\cos(n_0 + \omega' t) + \frac{1}{2}\cos(n_0 - \omega' t)$$

$$y = \frac{1}{2}\sin(n_0 + \omega' t) + \frac{1}{2}\sin(n_0 - \omega' t).$$

qui représente bien un triplet pur, la différence des pulsations des composantes latérales étant $2\omega'$. Si l'on suppose $\omega' = \omega$ (vitesse angulaire ω égale à celle d'un électron libre), on obtient le triplet pur d'écart double de l'écart normal, observé pour des raies du zinc, du magnésium, du cadmium, du mercure, etc... (n° 4 de l'article cité).

Les triplets purs des raies non sériées présentent, comme on l'a vu dans cet article, des écarts qui varient dans de larges limites. De cela on rend compte aussitôt en admettant que la vitesse angulaire ω' n'est plus égale à la vitesse ω. Ritz a remarqué que les écarts de ces triplets restent pourtant inférieurs au double de la valeur normale : il y a en effet un nombre extrêmement restreint d'exceptions qui mériteraient une nouvelle étude spéciale. On en conclut donc que ω' ne peut pas dépasser (ou tout au moins ne dépasse que très exceptionnellement) la vitesse angulaire ω, caractéristique d'un électron libre. S'il y a, comme cela semble se produire, des valeurs privilégiées pour les écarts, en relation simple avec l'écart normal, c'est que les vitesses ω' des mouvements tourbillonnaires ne seraient pas, elles non plus, distribuées au hasard entre 0 et ω.

IV

Une remarque mérite d'être faite à propos de l'explication des triplets purs dans la théorie de Ritz. On a supposé $\cos\theta = 0$, c'est-à-dire que H_0 reste normal à H. Dans ces conditions, l'action directe du champ sur l'électron source de lumière est nulle; puisque cette particule chargée est assujettie à se mouvoir dans un plan normal à H_0, qui reste, par suite, toujours parallèle au champ extérieur H. Pour cette raison, le mouvement circulaire de e autour de H_0 reste le même, avec la même valeur de n_0 que si ce champ n'existait pas. Le calcul de Ritz se réduit ici, en définitive, à un simple changement d'axes. On retrouve le résultat auquel il conduit par un simple raisonnement cinématique : on décompose le mouvement circulaire de e autour de H_0 en deux composantes vibratoires rectilignes : l'une parallèle à H qui restera inaltérée lors du mouvement tourbillonnaire, elle donnera la composante centrale du triplet; l'autre, perpendiculaire à H, qui tourne autour de H avec la vitesse ω' et qui donne aussitôt les deux composantes latérales x observées transversalement, ou les deux vibrations circulaires inverses observées suivant les lignes de force : on sait en effet, qu'une vibration rectiligne tournant avec une vitesse angulaire ω' équivaut à deux vibrations circulaires inverses dont les pulsations diffèrent de $2\omega'$.

Or ce n'est pas le seul où le calcul de Ritz conduit, en fait, à admettre que le champ n'agit pas directement sur les vibrations propres de l'électron lumineux.

Cela arrive aussi dans presque tous les cas[1] de changements simples qu'il étudie. Lorsque, par exemple, comme on l'a vu plus haut, il pose $\omega = \frac{eH}{m} = \omega$, la quantité désignée par Q se réduit encore à $n_0(t - t_0)$; ici encore le mouvement de l'électron n'est pas changé, et c'est encore en fait à un simple changement de coordonnées que se réduit le calcul.

On est ainsi conduit à se demander si des cas simples du phénomène de Zeeman ne pourraient pas s'expliquer, dans la théorie de Ritz, d'une autre façon qu'il ne le fait lui-même, en tenant compte de l'action directe du champ sur l'électron. Cela est, en effet, possible : voici en effet une explication des changements remarquables présentés par les raies du sodium (quadruplet de D_1, sextuplet de D_2) qui diffère de celle de Ritz, bien qu'elle soit suggérée par sa théorie même. Elle conduit à des calculs plus courts, dispense d'admettre pour D_2 des composantes plus faibles non constatées, et elle donne, avec leur grandeur exacte, ces changements caractéristiques des raies des séries principales des métaux de ce groupe.

Je suppose, comme Ritz l'a fait pour le triplet, que l'angle θ est constant, et qu'il y a simplement, sans oscillations, un mouvement tourbillonnaire de vitesse ω'. Mais l'angle θ n'est plus droit, son cosinus sera différent de 0, je désignerai, pour abréger, par k la valeur absolue de $\cos\theta$. Supposons d'abord $\cos\theta$ positif, égal à $+k$ et cherchons la nouvelle pulsation de l'électron, qui n'est plus n_0. On a alors :

$$Q = n_0 + (\omega - \omega')k(t - t_0)$$

$$n = \cos Q$$

$$z = \sin Q$$

et les valeurs de $x\ y\ z$ deviennent

$$z = \sqrt{1 - k^2}\sin n_0 + (\omega - \omega')k\,t.$$

[1] Le seul exception est le cas très particulier que Ritz examine au début où $\omega = 0$ et où il n'y a pas d'oscillations. La droite H_0 se disposant parallèlement à H, les deux champs ayant soit le même sens, soit des sens opposés, et s'ajoutant ou se retranchant suivant les cas.

On aurait alors un doublet de lignes polarisées circulairement avec écart *double de l'écart normal*, dans l'observation longitudinale. Dans l'observation transversale on aurait seulement les deux composantes correspondantes vibrant normalement au champ, et pas de composantes vibrant parallèlement aux lignes de force. Ce cas n'a pas été observé expérimentalement jusqu'ici; il garde cependant l'intérêt de montrer combien la substitution d'une force électromagnétique à la force élastique de Lorentz modifie profondément les résultats.

[illegible]

Si nous nous occupons des vibrations circulaires données par l'ensemble de x et y, considérons les vibrations [illegible] qui leur correspondent dans l'observation transversale. La valeur de ω, qui donne la place des composantes correspondantes, peut valoir :

[illegible]

Nous avons pris la valeur positive $+k$ pour Cos θ : La valeur négative donnerait

[illegible]

Nous admettrons comme toujours avec Ritz que dans l'ensemble de la source les deux cas sont également fréquents. On obtient donc d'une façon générale un sextuplet formé :

1° de deux composantes z vibrant parallèlement au champ, d'intensité $\frac{1}{2}(1-k^2)$, de pulsations $\omega \pm \omega_0 k$.

2° de deux composantes vibrant perpendiculairement au champ, d'intensités $\frac{(1+k)^2}{4}$, de pulsations [illegible]

3° [illegible] de deux composantes polarisées comme les précédentes, d'intensités $\frac{(1-k)^2}{4}$, de pulsations [illegible]

Ce sextuplet présente donc la particularité que l'écart entre les composantes centrales est égal à l'écart entre les paires de composantes latérales. Les six composantes sont équidistantes, comme celles de D_2, [illegible] le sextuplet à la grandeur de celui trouvé pour D_2 si l'on a

[illegible]

Les deux conditions [illegible]

[illegible]

des composantes vibrant perpendiculairement $n_0 \pm \frac{5\omega}{6}$ (ou $n_0 \pm \frac{\omega}{2}$) et $n_0 \pm \frac{5\omega}{6}$. Ce sextuplet, formé de 6 raies équidistantes, a non seulement la disposition que présente la raie D_2 mais les écarts sont exactement ceux qu'ont donnés les mesures. (Voir la figure 2 de l'article cité.)

Faisons au contraire k voisin de 1, c'est-à-dire θ petit, mais différent de 0. Les composantes d'intensités $\frac{(1-k)^2}{4}$ deviennent invisibles, on a un quadruplet. Ce quadruplet présente la disposition caractéristique de D_1 (fig. 5) si l'on a

[illegible]

de sorte que les composantes dont l'intensité est négligeable occupent alors la place de la raie primitive. Ce quadruplet a exactement la grandeur trouvée pour D_1 si l'on a

[illegible]

L'ensemble de ces deux relations est satisfait si l'on a :

[illegible]

k (cos θ) étant voisin de l'unité, on voit que la vitesse angulaire ω' du mouvement tourbillonnaire est encore approximativement $\frac{2\omega}{3}$, ce qui était précisément la valeur trouvée pour l'autre raie D_2.

On peut donc en admettant une vitesse de rotation voisine de cette valeur et des angles θ [illegible] par H et H' [illegible] respectivement de 0 et 60°, retrouver théoriquement, avec une précision satisfaisante, les places qu'occupent dans le champ les composantes du quadruplet de D_1 et du sextuplet de D_2.

1. [illegible]

On voit par cet exemple que la théorie de Ritz présente une grande souplesse ; on comprend qu'il est en somme facile de rendre compte, en choisissant convenablement les mouvements atomiques, de la variété des aspects du phénomène de Zeeman.

Il faut ajouter en outre qu'il n'est pas nécessaire, dans certains cas compliqués, de s'imposer *a priori* de trouver d'un seul coup, tout l'ensemble des composantes données par l'observation, en considérant un seul électron *e*. Ritz a fait remarquer lui-même qu'on peut supposer par exemple que *les différents atomes*[1] tournent avec la vitesse angulaire ω, mais qu'il y ait pour les angles ψ, *plusieurs* valeurs possibles. On peut de même admettre, *dans un même atome*, plusieurs droites H_0, avec la même valeur du champ atomique, les mêmes périodes vibratoires en dehors du champ, mais occupant, lorsque le champ est créé, des positions distinctes. Dans les deux hypothèses l'effet Zeeman observé serait l'ensemble des changements qui correspondent à ces divers cas simultanément réalisés.

Dans le choix des mouvements invoqués pour expliquer un cas donné du phénomène de Zeeman il y a sans doute un certain arbitraire. Il ne serait pas exact de dire qu'on peut les choisir au gré de sa fantaisie, simplement de façon à expliquer complètement le cas particulier envisagé : Il y a en effet parfois entre les changements magnétiques de diverses raies d'un même corps, des relations simples. Je rappelle par exemple qu'il y a, à ce point de vue, des rapports étroits entre les raies des *diverses* séries secondaires (les trois raies bleues du zinc, par exemple, représentées par les fig. 4, 5, 6) comme il y en a entre les deux raies D du sodium. Il faut donc évidemment, dans tous ces cas, faire en sorte qu'il y ait aussi des relations simples entre les mouvements atomiques auxquels on fait appel.

Les autres explications théoriques qui ont été proposées des cas complexes du phénomène de Zeeman comportent, elles aussi, un certain arbitraire. Si on imagine par exemple, comme on l'a fait, des électrons associés, c'est par une configuration particulière, choisie spécialement, que l'on explique tel ou tel changement déterminé. Mais un avantage sérieux de la théorie de Ritz apparaît lorsqu'on considère *l'ensemble des raies d'un même corps appartenant à une même série*. On comprend aussitôt que le changement observé pour l'une d'entre elles se retrouve identique, qualitativement et quantitativement, pour toutes les autres : rien n'empêche d'admettre en effet, que toute la partie de l'atome émettant l'ensemble de ces raies, ce que Ritz appelle le « porteur d'une série spectrale » soit animée du même mouvement d'ensemble, avec les mêmes relations reliant au temps les angles ψ et θ. Cette règle, d'importance fondamentale, rattachant le phénomène de Zeeman aux séries spectrales, est ainsi expliquée d'une façon extrêmement simple : cela seul aurait dû suffire à attirer l'attention sur la théorie qui conduisait à ce résultat.

Je montrerai dans la dernière partie de ce travail que certains cas où l'observation longitudinale a montré un effet Zeeman positif, de sens inverse à celui habituellement observé, rentrent également dans cette théorie ; je montrerai aussi qu'on peut illustrer, par des expériences, la façon dont on peut se représenter l'origine de ce mouvement tourbillonnaire atomique qui joue un rôle essentiel dans la théorie de Ritz.

[1] C'est à dessein que j'emploie systématiquement le mot *atomes* alors que Ritz dit souvent *molécules*.

(Manuscrit reçu le 12 août 1911.)

Deux expériences nouvelles sur les rayons magnétiques

Par A. RIGHI

(Université de Bologne. — Laboratoire de Physique.)

1. L'expérience bien connue, due à J.-J. Thomson, de l'anneau lumineux, qui se forme dans un ballon contenant de l'air raréfié, lorsque des décharges électriques traversent un fil qui l'entoure formant une bobine plate de quelques tours bien isolés, présente des particularités intéressantes, lorsqu'on l'exécute en champ magnétique.

Laissant à côté les déformations curieuses, présentées par la luminosité du ballon lorsque le champ n'est pas dirigé perpendiculairement au plan de l'anneau, j'ai observé les phénomènes suivants lorsque cette condition est remplie.

Suivant le degré de raréfaction de l'air, l'intensité des décharges et celle du champ, l'anneau s'élargit quelque peu suivant la direction perpendiculaire à son plan, ou bien il se dédouble. En outre il s'approche quelque peu ou il s'éloigne de la bobine qui produit le champ. Ce déplacement change de sens soit par inversion de la direction du champ, soit par inversion de signe des charges dans le condensateur

qui [illegible] les décharges. Mais j'ai observé toujours que le [illegible] est plus marqué, dans le cas [illegible] que dans le cas contraire. Ensuite j'ai vérifié que l'attraction [illegible] par la bobine a lieu, lorsque la décharge dans le fil, qui entoure le ballon, a une direction telle, que celle-ci serait repoussée par la bobine magnétisante, ce que l'on pouvait prévoir. J'ajoute enfin, que lorsque l'intensité du champ croît assez, l'anneau pâlit et finit par disparaître.

Mais le phénomène, que principalement je tiens à décrire, consiste dans l'apparition, souvent soudaine, d'une nouvelle luminosité moins intense que celle de l'anneau, et présentant les caractères de celle qui constitue les rayons magnétiques (ou magnétomodiques).

Elle s'observe mieux lorsque les spires parcourues par les décharges forment une bobine plate AB (fig. 1), dont l'ouverture intérieure a un diamètre

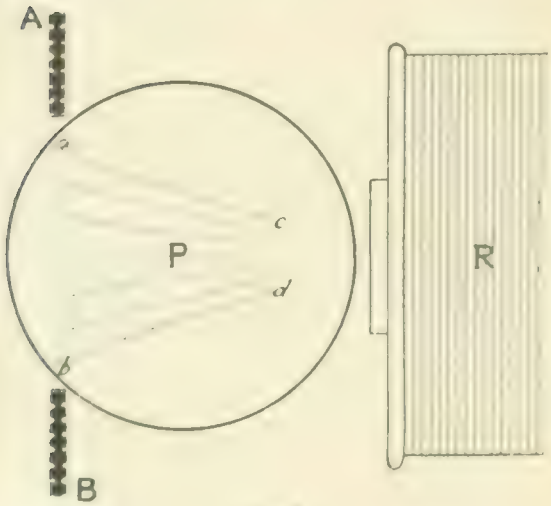


Fig. 1

moindre que celui du ballon P. Celui-ci est alors placé entre les spires AB et la bobine R, qui produit le champ magnétique.

Il est commode de produire les décharges dans la [illegible] AB en [illegible] leurs extrémités avec les armatures extérieures de deux condensateurs [illegible] par [illegible] ordinairement se trouvent dans une machine à influence, [illegible] des étincelles de longueur [illegible] des boules qui communiquent avec les armatures intérieures.

Dans [illegible] le ballon [illegible] lumineux A [illegible] l'intensité du courant [illegible] la grande bobine R, on voit apparaître une luminosité bleuâtre, formant un cône [illegible] qui part de l'ouverture et a [illegible] de la bobine. Sur ce cône la lumière n'est généralement pas distribuée uniformément, et elle ne s'étend pas également suivant les génératrices, de manière que en *cd* elle est frangée et non pas limitée circulairement. Toutefois, à la rigueur, le tube lumineux *n*'a pas exactement la forme conique, mais il est légèrement évasé en *ab*, présentant ainsi un peu la forme du pavillon d'une trompette. La luminosité nouvelle semble donc former un tube de force du champ magnétique créé par la bobine R. Mais il faut noter, qu'avec un champ très intense l'ouverture *cd* se rétrécit, et alors la forme de pavillon s'accuse mieux.

Vraisemblablement la formation de cette luminosité, que je n'hésite pas à considérer comme un faisceau de rayons magnétiques, est due aux électrons mis en liberté par ionisation dans la région occupée par la décharge annulaire *ab*. On a donc un cas semblable à celui des rayons magnétiques, qu'autrefois je parvins à tirer des rayons canaux. Je vais avoir l'occasion de rappeler cette dernière expérience.

2. La deuxième expérience, que j'entends décrire dans cette note, a été exécutée avec le tube à décharges représenté dans la figure 2. Avant d'aborder la description de cette expérience, je crois utile pour la clarté de rappeler, en profitant de la figure 2, les résultats que j'obtins autrefois en faisant agir le champ magnétique sur les rayons canaux[1].

Le tube de la figure 2 comprend une partie large MN et une partie étroite NP, cylindriques et coaxiales. Le diamètre extérieur de NP est tel, qu'on peut l'introduire dans le trou pratiqué dans le noyau de la bobine destinée à produire le champ magnétique. Il contient l'anode A de forme quelconque et la cathode plane et inclinée C, dans laquelle on a pratiqué une ouverture étroite dirigée perpendiculairement à ses faces. Pour que cette cathode s'adapte bien aux parois du tube, on l'a construite en faisant deux coupes obliques et parallèles dans un cylindre d'aluminium, dont le diamètre est égal au diamètre intérieur du tube NP.

En excitant le tube soit avec une batterie de 2600 petits accumulateurs, avec insertion d'une forte résistance liquide pour éviter des courants trop forts, soit avec une machine à influence, on voit se former, si la raréfaction de l'air est convenable, le faisceau de rayons canaux, ayant pour origine la petite ouverture de la cathode.

Si alors on envoie un courant dans la bobine qui contient le tube NP, on voit se former un deuxième faisceau *b*, qui se courbe sensiblement suivant les lignes de force magnétique, lorsqu'on approche latéralement un nouveau pôle magnétique. Ce faisceau *b* de rayons magnétiques est [illegible] des rayons canaux.

[1] [illegible]

Si la cathode C est perpendiculaire à l'axe du tube, le faisceau de rayons canaux, qui est alors dirigé suivant l'axe, ne paraît pas être modifié par le champ

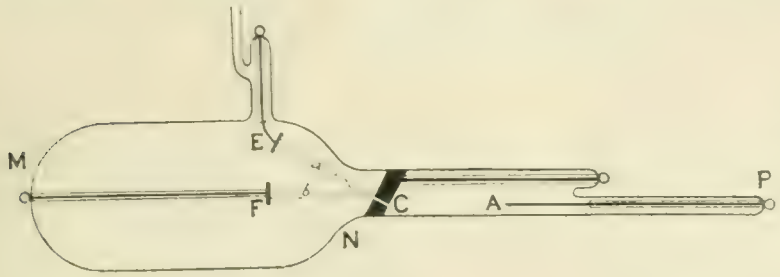


Fig. 2.

magnétique. Mais si on le reçoit dans une chambre de Faraday, on reconnaît que la charge positive qu'il transporte diminue de plus en plus lorsqu'on fait croître l'intensité du champ[1].

Si l'on adopte l'hypothèse, proposée par moi, suivant laquelle les rayons magnétocathodiques ou magnétiques ne sont pas simplement des rayons cathodiques déformés par le champ, mais contiennent des systèmes neutres analogues à des étoiles doubles, rendus moins instables par le champ, et constitués par des électrons négatifs accouplés avec des ions positifs, j'ai prévu et expliqué ces faits. Ainsi, par exemple, le dernier que j'ai rappelé s'explique par la circonstance que, lorsqu'il y a champ magnétique, un certain nombre d'ions positifs, constituants principaux des rayons canaux, ayant contribué à la formation desdites étoiles doubles, transporte à la chambre de Faraday, ou du moins dirige vers elle, des électrons négatifs, qui sans cela ne pourraient pas y arriver.

L'expérience, que je vais décrire, est destinée à confirmer cette interprétation. Elle réclame l'emploi de deux disques métalliques E, F, auxquels les faisceaux *a* et *b* cèdent les charges qu'ils transportent.

Mon hypothèse fait prévoir que le disque F, sur lequel arrivent en prévalence des couples neutres, ou séparément les électrons et les ions qui les ont constitués, ne doit recevoir aucune charge, et que le disque E doit recevoir une charge positive d'autant plus faible, que le champ magnétique a plus d'intensité, parce que ces couples se forment avec des ions positifs soustraits au faisceau *a*.

Pour réaliser cette expérience on met d'une manière permanente la cathode C en communication directe avec la terre, et on établit une communication avec la terre au moyen du fil d'un galvanomètre (dont une boîte de résistances placée en dérivation permet de régler la sensibilité suivant le besoin) soit pour le disque E, soit pour le disque F. Le courant entre les électrodes A et C peut être fourni par une machine à influence, car il doit avoir une petite intensité. Si par l'emploi des accumulateurs on utilise un courant plus intense, le résultat de l'expérience est moins net à cause du fait, qu'alors le faisceau de rayons canaux devient diffus, et, non seulement le disque E, mais le disque F aussi se charge positivement.

Voici les résultats obtenus. Lorsque le galvanomètre est inséré entre F et la terre, on n'a pas de déviation ni avec ni sans champ magnétique, ou, s'il y a une petite déviation, elle ne change pas quand on établit le champ.

Si au contraire le galvanomètre est réuni à E, on a une déviation, qui indique un afflux d'électricité positive au disque à l'intérieur du tube. Cette déviation diminue de plus en plus lorsqu'on crée le champ magnétique, et qu'on fait croître son intensité.

Je rapporte ici deux séries de mesures, pour lesquelles le courant dans le tube avait l'intensité de 1/3 de milliampère; le champ magnétique est mesuré, comme d'habitude, à 15 mm. de la face polaire de la bobine, face qui se trouve au voisinage de N.

Pression de l'air = 0,628 mm		Pression de l'air = 0.056 mm.	
Champ en gauss	Déviation en microamp.	Champ en gauss	Déviation en microamp.
0	0,25	0	0,50
192	24	240	48
701	22	1175	47
1070	21	1565	45
1615	19	1615	44
2550	15	2550	45

On voit ainsi que les prévisions sont confirmées par ces expériences.

On pourrait supposer que la diminution de la charge positive transportée par le faisceau *a* soit due à une modification produite par le champ, dans le régime de décharge entre les électrodes A et C. Mais ce doute apparaît peu légitime si l'on considère : 1° que le champ magnétique dans la place occupée par le tube NP est certainement très faible, même négligeable lorsqu'il a une valeur faible (par exemple dans les cas où il vaut 192 ou 240 gauss) en dehors de la bobine; 2° qu'un galvanomètre inséré entre l'anode A et la source du courant n'indique pas la moindre variation d'intensité du courant, lorsqu'on excite la bobine.

1. *Loc. cit.*, p. 85.

(Manuscrit reçu le 1 août 1911)

Conductibilité électrique et réactions chimiques

Par G. REBOUL

[illegible] — [illegible]

La majorité des auteurs que la question a tentés, sont arrivés à la conclusion que l'ionisation, accompagnant les réactions chimiques, est due à un phénomène physique concomitant : [illegible], incandescence, luminescence, etc. Les lecteurs que la question intéresse en trouveront un historique complet dans le livre de J. J. Thomson[1], dans les articles de M. L. Bloch[2] et de MM. de Broglie et Brizard[3]. Ces derniers ont très nettement montré que les réactions où l'ionisation est particulièrement [illegible], sont celles dans lesquelles interviennent les divers effets mentionnés plus haut. — Ce fait est [illegible], et le lecteur, qui doit penser à un phénomène physique concomitant un rôle essentiel, paraît difficilement attaquable. — Le but du présent article est simplement d'exposer une manière d'envisager la question, qui peut amener à des conclusions légèrement différentes.

I

Dans l'hypothèse d'une constitution moléculaire de la matière et d'un processus cinétique de ses propriétés, [illegible] à peu près tout du mécanisme suivant lequel se produit le changement d'équilibre, accompagnant une réaction chimique. Les molécules sont formées d'atomes, les atomes sont eux-mêmes formés de centres électriquement chargés : faut-il admettre dans le changement d'édifice moléculaire [illegible] des atomes, le groupement des [illegible] positifs et négatifs qui les constituent n'étant en rien altéré? Une pareille substitution supposerait uniquement dans la molécule la mise en jeu de forces autres que des forces d'origine électrique, les atomes restant dans leurs divers déplacements [illegible] des centres électriquement [illegible].

[illegible] paraît peu vraisemblable, car des décharges électriques, aigrettes, effluves, ionisation, ne devraient [illegible] sur la réaction chimique [illegible] pourraient [illegible] les réactions modérées [illegible] que l'on obtient [illegible] effets.

Les [illegible] de l'atome et du noyau [illegible] d'origine électrique qui [illegible] entre les centres chargés que [illegible] le constituent, de même dans la molécule ce sont probablement des forces d'origine électrique qui lient entre eux les divers atomes qui la forment.

Admettons que les diverses parties de la molécule soient électriquement chargées. Dans le jeu de substitution, qui se produit au moment de la réaction chimique, on a des centres qui changent de liaison. Il s'ensuit que, si l'on veut extraire quelqu'un de ces centres, il faudra appliquer, au moment où le bouleversement moléculaire se produit, un champ électrique. Et ce champ électrique devra être énorme, étant donné le faible diamètre de la molécule et par suite la grandeur des forces d'attraction mises en jeu : ce sont des milliers de volts qu'il faudrait appliquer pour soustraire ces centres à l'action de leurs semblables : on a donc vraiment peu de chances d'extraire des charges en quantité appréciable, car seuls les centres, qui, pour une raison quelconque, auront été projetés hors du rayon d'action moléculaire, pourront être happés par le champ électrique.

Toute cause qui peut faciliter cette éjection va augmenter la valeur des charges extraites, et c'est ainsi que peuvent intervenir les « *phénomènes physiques concomitants* » pour faciliter et accroître dans des proportions énormes l'ionisation et la conductibilité du milieu.

Laissons de côté l'hypothèse où, par suite de changement de vitesse des centres chargés, il y aurait émission de radiations susceptibles d'ioniser le milieu environnant. Il reste deux circonstances qui seront particulièrement favorables à la libération de charges électriques.

1) Par suite de la vitesse d'agitation des molécules, leurs chocs mutuels faciliteront la projection, hors du rayon d'action moléculaire, des centres chargés qui, dans la réaction chimique, changent de liaisons. Dans les conditions ordinaires de température, la force vive des molécules permettra l'éjection d'un nombre de centres chargés relativement faible; une élévation de température se traduisant par une augmentation de la force vive aura pour conséquence une augmentation du nombre des centres libres, [illegible] pour [illegible] attendu [illegible] dans les conditions [illegible] produiront une élévation de température : incandescence, flammes, etc.

2) A la suite de séparation de deux radicaux [illegible] dans les [illegible], il pourra [illegible]

l'influence de ces forces, se former un composé mixte, procédant à la fois des deux milieux, et correspondant à un édifice moléculaire particulièrement instable. Si, par une cause quelconque, barbotage, rupture de surface, on fait disparaître de ces molécules les forces d'origine capillaire qui les consolidaient, les centres chargés libérés pourront être extraits par un champ électrique. Les réactions chimiques avec rupture de surface seront donc accompagnées d'ionisation intense.

On pourrait ranger dans la catégorie précédente le cas de barbotage sans action chimique apparente et, d'une manière plus générale, les cas d'ionisation faisant intervenir la surface de séparation de deux milieux.

Lorsque l'ionisation d'un milieu est provoquée par une cause indépendante du champ extracteur, on doit fatalement, quand ce champ augmente, arriver à un courant de saturation. Dans le mécanisme précédent, la présence du champ électrique facilite la projection, hors du rayon d'action moléculaire, des centres chargés, on peut donc s'attendre à ce que les charges extraites augmentent indéfiniment avec le champ.

Dans tout milieu où se produit une réaction chimique, il pourra y avoir conductibilité électrique : cette conductibilité sera augmentée dans des proportions énormes par des phénomènes physiques concomitants; en l'absence de ces effets « *multiplicateurs* », elle ne pourra être mise en évidence que pour un champ électrique suffisamment intense ou des appareils récepteurs de très grande sensibilité.

II

Les conditions expérimentales à remplir sont les suivantes :

a) Laisser agir le champ électrique au moment de la réaction ;

b) Augmenter le plus possible la valeur de ce champ ;

c) Employer des appareils récepteurs de très grande sensibilité à la charge.

Dans ces conditions nous rencontrerons certainement les centres neutres de L. Bloch[1], capables de se charger dans un champ électrique, il importe peu puisque nous ne pouvons les distinguer des ions.

En outre, dans ces mêmes conditions, il est impossible de se mettre à l'abri de phénomènes de convection qui peuvent se produire au moment de la réaction et introduire des charges perturbatrices s'il y a formation de poussières et de particules.

La sensibilité à la charge peut être obtenue soit en augmentant la sensibilité au voltage (électromètre Curie, soit en diminuant la capacité électroscope Wilson).

1 L. Bloch. *Le Radium*, 7 (1910) 754.

α) Le condensateur où se produit la réaction est complètement en platine. Des écrans également en platine le mettent à l'abri de phénomènes d'influence pouvant provenir des isolants. Ces derniers sont en paraffine. L'essai d'isolants en quartz, taillé perpendiculairement à l'axe, a donné de mauvais résultats, par suite d'effets perturbateurs dès qu'il y avait la moindre variation de pression ou de température.

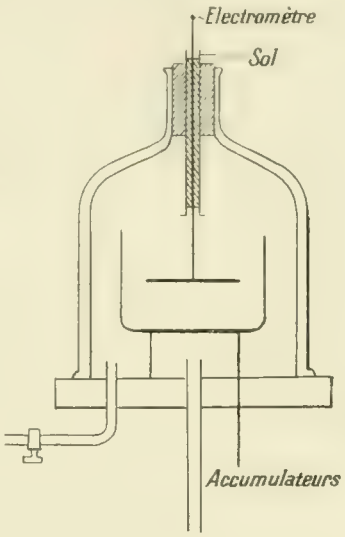


Fig. 1.

La capacité du système : électromètre, condensateur, fils de connexion était de 88 unités U. E. S. Le déplacement du spot sur l'échelle était d'environ 400 divisions pour 1 volt. Chaque déplacement d'une division correspondait à une quantité d'électricité de $2,4 \times 10^{-15}$ coulombs.

On peut aussi augmenter les charges en utilisant l'ionisation par chocs, comme je l'ai réalisé[1] pour les charges produites par la formation ou l'écrasement de gouttes de mercure. Mais le maintien du voltage au voisinage du potentiel disruptif, alors qu'il faut introduire les corps réagissants, rend les expériences fort délicates; en outre la réduction de pression qui est nécessaire exige une diminution des molécules intervenantes et entraîne, à moins de disposer de champs énormes et bien constants, une diminution des charges produites.

β) Le deuxième dispositif consiste en un électroscope à feuille de platine, dans une cuve à faces parallèles avec protection électrostatique en platine. Les fuites de l'électroscope sont suivies au microscope, elles ne peuvent provenir que d'une conductibilité du milieu gazeux, toute fuite de l'isolant se traduirait par une charge de l'électroscope.

A l'aide du contact C on charge la feuille, puis on l'isole. Les réactions à examiner sont produites dans la cage même de l'électroscope : le corps étudié étant fixé au support de la feuille. On suit pendant plusieurs minutes les pertes de la feuille avant, pendant et après la réaction.

La capacité est de l'ordre d'une fraction d'unité

1. *C. R.*, mars 1909.

[illegible] par C. G. S. La cage de l'électroscope étant au sol, on charge, pour une différence de potentiel donnée, l'appareil qui correspond à la sensibilité maxima. Une variation de 1 volt dans le potentiel de la feuille correspond à un déplacement

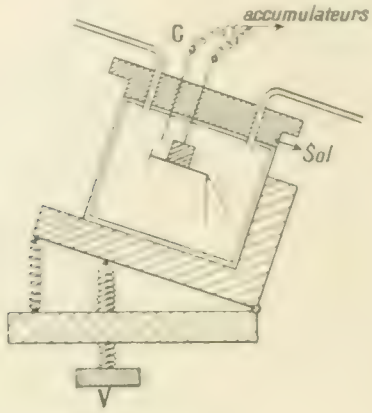


Fig. 2.

de 10 à 20 divisions. Un déplacement d'une division correspond donc à une charge d'environ 10^{-14} coulombs.

Le grand avantage réside surtout dans la faible quantité de matière nécessaire pour les expériences et le peu de sensibilité au voltage qui met à l'abri de tout phénomène d'influence.

Dans les deux dispositifs, on ne peut attribuer être à l'abri d'effets de convection qui seraient dus à des poussières produites pendant la réaction. Cependant [illegible] de convection, analogue à la grille électrique, devrait se produire tant qu'il y a des poussières dans l'appareil, or l'effet de décharge se manifeste seulement au moment de la réaction et présente toujours le signe de l'ionisation.

III

1 **Réactions avec variation de température.** — Presque toutes les réactions chimiques accompagnées de grandes variations de température sont en même temps suivies d'ionisation intense : flammes, réactions avec incandescence[1].

La présence de l'effet physique [illegible] les charges extraites, mais il paraît difficile d'en tirer un argument contre l'hypothèse d'une ionisation par réaction chimique. La rupture de température [illegible] pour provoquer la conductibilité, on sait que la conductibilité de l'air chaud est faible par rapport à celle qu'on constate dans les conditions [illegible].

La réaction chimique accompagnée d'ionisation [illegible] il paraît difficile de séparer l'influence de l'action chimique de celle de l'effet physique.

L'hypothèse suivante n'a donc rien d'invraisemblable : la réaction chimique provoque le bouleversement de l'édifice moléculaire, l'agitation thermique disperse les matériaux électriquement chargés et le champ les dirige sur les électrodes.

Il y aurait en somme deux actions combinées : la première due au changement d'édifice moléculaire, la deuxième au facteur température : l'association des deux effets peut donner un très grand nombre de cas distincts avec des valeurs très différentes pour la conductibilité.

Il y a des réactions qui se produisent à température relativement élevée et ne provoquent aucune ionisation : Elster et Geitel[1] ont signalé une très faible conductibilité par le passage d'air sur le soufre à température élevée. L. Bloch[2] n'a trouvé aucune conductibilité dans le cas de la flamme du S et de la phosphorescence du soufre et de l'arsenic. Cela montre la grande influence de la structure moléculaire dans l'ionisation du milieu.

Rappelons que, dans les flammes, le courant de saturation est excessivement difficile à mettre en évidence : le champ électrique s'exerçant au moment même où la réaction se produit, les charges augmentent indéfiniment avec le champ extracteur.

2 **Réactions avec rupture de surface.** — Presque toutes les réactions accompagnées d'une rupture de surface sont suivies de conductibilité ; on explique cette ionisation par une séparation des feuillets de la couche double. On peut prévoir le mécanisme de séparation de ces feuillets en le rattachant à une désagrégation moléculaire du composé qui se trouve à la surface de séparation des deux milieux.

On pourrait de cette manière rattacher à l'ionisation par réaction chimique les divers modes d'ionisation qui font intervenir la surface de séparation de deux milieux : on aura à tenir compte des ruptures de surface. Comme il n'y a presque pas de réactions qui se produisent sans faire intervenir en dernière analyse des effets de surface, on voit combien il sera difficile de trouver des réactions complètement à l'abri d'effets analogues à un barbotage.

Rappelons que les charges extraites par barbotage augmentent avec le champ extracteur et qu'on n'a pas de moyen de supposer pour que le champ s'exerce au moment où l'effet se produit.

3 **Réactions avec faible variation de surface et de température.** — Il est extrêmement difficile de trouver des réactions qui, pour un

[1] [illegible]

[2] [illegible]

examen suffisamment attentif, soient complètement à l'abri de variations superficielles.

En outre, un grand nombre de réactions se produisent avec apparition de fumées et de poussières, de sorte qu'on n'est jamais absolument sûr d'être complètement à l'abri des phénomènes de convection, puisque nous faisons agir le champ électrique au moment même où la réaction se produit.

Voici cependant quelques expériences où les actions de température et de surface paraissent assez faibles et insuffisantes pour expliquer la production des charges.

a *Expériences avec les métaux alcalins.* — Les expériences faites avec du potassium ou du sodium, s'oxydant à l'air humide, produisent de faibles charges des deux signes; comme il y a à la surface de ces métaux un léger barbotage, l'expérience est peu nette.

Les mêmes résultats sont obtenus avec des amalgames alcalins : sous un champ de 1000 volts on a une extraction très nette de charges (10 divisions de l'échelle de l'électromètre en cinq minutes). Un examen de la surface à la loupe ne révèle aucune trace apparente de barbotage. Le courant se produit quel que soit le sens du champ.

Si on fait intervenir une faible augmentation de température, l'émission des charges s'exagère et il paraît difficile d'expliquer cette exagération par un effet de température ou par un barbotage.

Les résultats suivants ont été obtenus avec du potassium maintenu à sa température de fusion. Le métal étudié est placé dans une capsule de platine, qu'on peut chauffer légèrement au moyen d'une résistance de platine; en envoyant dans la résistance un courant d'intensité convenable, on amène la capsule et le potassium à la température qu'on veut. En maintenant le métal à sa température de fusion, on constate une émission considérable de charges négatives.

Par exemple, avec un champ de 1000 volts, si la capsule est négative, le déplacement du spot sur l'échelle électrométrique est de plus de 50 divisions par seconde; si la capsule est positive, ce n'est plus qu'un déplacement d'une vingtaine de divisions par minute. Il y a donc entre les deux cas dissymétrie très nette.

En se plaçant dans des conditions autant que possible identiques : même quantité de potassium, de forme identique, même intensité de courant de chauffe, même durée de lectures, on a des résultats à peu près comparables, sur lesquels on voit très nettement l'influence du champ et la dissymétrie des charges positives et négatives.

Malgré la difficulté qu'il y a à se placer dans des conditions absolument identiques, on peut cependant affirmer qu'il n'y a pas trace de saturation jusqu'à 1000 volts.

Champ extracteur.	Charges positives.	Charges négatives.
50 volts.	15	580
100	20	865
200 —	57	1550
400 —	42	2115
600 —	71,5	5925
800 —	87	5060
1000	120	6000

Il se produit à la surface du métal un léger barbotage, mais il paraît insuffisant pour expliquer l'émission considérable de charges négatives.

Les charges sont dues à l'action de la vapeur d'eau; si on dessèche le gaz, il se produit une diminution considérable des charges, l'émission ne peut donc pas être due à l'effet Édison. On ne peut invoquer non plus l'effet Hertz, car en opérant à l'obscurité ou à la lumière, on ne change pas sensiblement la quantité des charges émises.

Ces résultats sont à rapprocher de ceux obtenus par E. Haber et G. Just[1] avec l'alliage liquide, potassium-sodium, le sodium ou l'amalgame de lithium. Quand on expose à l'air humide la surface brillante de ces métaux, il y a une émission considérable de charges négatives.

Les métaux alcalins et leurs amalgames donnent aussi lieu à une émission de charges quand on les expose au chlore ou au chlore dilué, de manière à éviter l'inflammation. Les charges sont beaucoup plus faibles que dans le cas précédent, elles augmentent toujours avec le champ.

Exemple : avec du sodium, et pour la même sensibilité que précédemment, on a obtenu :

Champ extracteur.	Charges positives.	Charges négatives.
200 volts.	15	10
400 —	25	17
600 —	51	55
800 —	45	42
1000 —	61	58

L'action apparaît comme superficielle, étant très rapidement limitée par la croûte qui se forme à la surface. Les charges augmentent d'ailleurs à peu près proportionnellement à la surface exposée à la réaction.

A la surface du sodium se forme une croûte blanche qui se boursoufle légèrement. Le boursouflement provoque un très léger changement de capacité de l'appareil qui peut provoquer un déplacement du spot de quelques divisions, mais est insuffisant pour expliquer la déviation obtenue.

Faites avec l'électroscope Wilson, les expériences ont donné les mêmes résultats.

1. E. Haber et G. Just, *Ann. d. Phys.*, 30 (1909) 411.

Le potassium, les amalgames de sodium ou de potassium et du chlore suffisamment dilué, pour éviter l'inflammation, donnent des résultats analogues.

Les charges extraites augmentent toujours avec le champ.

b) *Expériences avec le chlore.* — Les réactions avec le chlore accompagnées d'inflammation sont suivies d'ionisation; l'ionisation disparaît-elle complètement, quand on emploie du chlore dilué d'un gaz inerte, de manière à éviter l'inflammation?

Les substances attaquées étaient : l'arsenic, l'antimoine, le sélénium, l'étain, l'iode; le chlore était, suivant le cas, concentré ou dilué. Les expériences ont été faites à l'électromètre et à l'électroscope.

On a toujours eu un léger courant de décharge des appareils de mesure (1 division par minute à l'électromètre), pas comparable en tout cas avec ce qu'on obtient quand la réaction se produit avec inflammation.

Il y a, dans tous ces cas, formation de fumées qui peuvent, par convection, enlever toute signification aux résultats. C'est cependant au début de l'action que le déplacement est le plus net, présentant une apparence de fatigue qui paraît peu compatible avec une convection due aux poussières.

Pour éviter complètement les effets de convection et de barbotage, j'ai essayé les réactions du chlore sur le cuivre, le mercure ou le cuivre amalgamé; elles paraissent à l'abri de barbotage proprement dit, de convection due aux poussières et enfin d'élévation notable de température.

Les expériences montrent un très léger courant, rapidement limité, semblant indiquer une action importante de la surface. Exemple : la cage d'un électroscope à feuille de platine, comme celui qu'on a décrit, est formée de cuivre ou de cuivre amalgamé. La feuille est chargée puis isolée. On suit pendant plusieurs heures les pertes de l'électroscope dues à l'ionisation spontanée. On introduit du chlore à plusieurs reprises. Pendant le temps qui suit ces introductions, on constate une légère augmentation dans la baisse du potentiel de la feuille. Puis la perte redevient ce qu'elle était avant l'introduction et de nouvelles introductions de chlore ne changent pas les pertes de la feuille. Il paraît donc y avoir émission de charges au moment de l'attaque.

On peut cependant objecter que les charges recueillies proviennent des charges de la couche double qui se trouve à la surface de séparation métal-gaz, et alors qu'il n'y aurait pas lieu de distinction entre ce cas et celui du barbotage.

Est-il impossible d'avoir des réactions accompagnées de conductibilité et se produisant uniquement entre gaz?

J'ai déjà signalé qu'on obtenait une conductibilité par réaction de NO sur l'air ou sur l'oxygène pour former des vapeurs nitreuses[1]. Ce résultat a été avec raison contesté[2]. Une action secondaire de ces vapeurs nitreuses sur les électrodes métalliques employées avaient exagéré les charges en provoquant un véritable barbotage.

L'expérience a été refaite avec des récipients complètement en platine. L'effet ne disparaît pas complètement.

L'expérience est conduite de la manière suivante: un champ de 1000 volts est établi entre les armatures du condensateur. On isole la paire de quadrants de l'électromètre en communication avec l'appareil. On introduit le NO et l'oxygène, ou le NO et l'air, puis on expulse le mélange au moyen d'un courant d'air. L'opération dure une dizaine de minutes et l'appareil est ramené à son état initial : on mesure alors la déviation du spot. On recommence l'opération en remplaçant le NO par de l'air. Les opérations sont ainsi croisées et répétées plusieurs fois. Dans le cas où il y a action chimique, on a toujours un léger excès de charges. Exemple :

Temps au bout duquel on a fait la mesure	0	[illegible]	100
Air et NO (1er essai)	0	11,5	18
Air	0	5	12
Air et NO	0	26	23
Air	0	5,5	10
Air et NO	0	17	12,5
Air	0	4	8
Air et NO	0	35	15
Air	0	4	7

Le courant de gaz ou d'air passait dans des tubes de verre remplis de coton, de manière à arrêter les charges; en outre le gaz disposé dans un gazomètre n'était pas fraîchement préparé.

Il y aurait donc de très légères charges extraites; peut-être avec un champ électrique plus intense serait-il possible d'obtenir des effets plus nets?

Ce qui ressort de cette étude, c'est la faiblesse des charges mises en jeu quand il ne se produit aucun des effets physiques mentionnés plus haut, ainsi que l'extrême difficulté qu'il y a à trouver des réactions chimiques complètement à l'abri de ces effets et permettant de trancher nettement la question.

Les difficultés que l'on rencontre et l'impossibilité où l'on se trouve de mettre nettement en évidence une émission dans toutes les réactions chimiques doivent elles nous faire rejeter totalement l'hypothèse d'une conductibilité accompagnant tout bouleversement moléculaire?

Je ne le crois pas, car cette hypothèse pourrait

1. [illegible] 1900.
2. [illegible] 1900.

facilement permettre de rattacher aux cas où la réaction chimique est suivie d'ionisation, les conductibilités par réactions avec incandescence ou rupture de surface, et, d'une manière plus générale, les divers cas d'ionisation faisant intervenir la surface de séparation de deux milieux.

Manuscrit reçu le 10 août 1911.]

Sur la production de l'hélium par le radium[1]

Par B. B. BOLTWOOD et E. RUTHERFORD

Laboratoire de Physique de l'Université de Manchester.

Introduction. — Le rapport qui existe entre l'hélium et les transformations des substances radioactives a constitué, durant les huit dernières années, un problème de grand intérêt et de haute importance, et a donné lieu à toute une série de recherches.

Rutherford et Soddy[2] publièrent en 1902 leur théorie de désintégration de la matière radioactive et émirent l'hypothèse que l'hélium, qui se trouve en assez grande quantité dans les minéraux radioactifs, était un des produits de transformation des éléments radioactifs contenus dans ces minéraux. En 1903, Ramsay et Soddy[3] montrèrent par l'expérience que l'hélium pouvait toujours être décelé en présence des sels de radium, et qu'il était aussi produit par l'émanation du radium; dans ces expériences, on n'a eu affaire qu'à des quantités minimes d'hélium, et sa présence était démontrée au moyen de l'analyse spectrale. Peu après, ces observations furent confirmées par d'autres auteurs; M. Debierne trouva un peu plus tard que les préparations d'actinium produisaient aussi de l'hélium.

A cette époque, il était devenu très important de préciser la position de l'hélium dans la série générale des transformations radioactives. Rutherford avait montré en 1902[4] que les rayons α du radium étaient des particules chargées positivement et émises avec une grande vitesse; la mesure du rapport e/m de la charge d'une particule à sa masse conduisit à conclure qu'une particule α avait les dimensions d'un atome ordinaire, sa masse étant à peu près double de celle d'un atome d'hydrogène. Dès le début, il a paru vraisemblable que si ces particules étaient constituées par une des substances connues, celle-ci devait être soit de l'hydrogène, soit encore de l'hélium; et aussitôt que l'on eut découvert la production de l'hélium par le radium, Rutherford[5] émit l'opinion que la source de cette production devait être cherchée dans les particules α; cette hypothèse, combinée avec les données numériques incomplètes qu'on possédait à ce moment, permit d'estimer que la quantité d'hélium produite en une année par un gramme de radium en équilibre devait être comprise entre 20 et 200 mm[5].

L'importance qu'il y avait à connaître la vraie nature des particules α fit procéder à des mesures plus précises de leur vitesse et du rapport e/m; ce dernier se trouva, d'après Rutherford[1], être égal à $5{,}07.10^5$ U. E. M. Ceci indiquait que les particules étaient soit des molécules d'hydrogène portant une seule charge élémentaire, soit des atomes d'hélium avec une charge double; la seconde supposition semblait la plus probable. L'étude de la question fut poussée plus loin par Rutherford et Geiger[2], lorsqu'ils eurent trouvé une méthode pour la numération directe des particules α; leurs expériences amenèrent à la conclusion que la charge d'une particule est bien égale au double de la charge élémentaire, soit à $9{,}3.10^{-10}$ U. E. S. Finalement, la preuve décisive de l'identité d'une particule α avec un atome d'hélium fut donnée par Rutherford et Royds[3], qui montrèrent que lorsque des particules α pénètrent dans un vide ou dans une paroi solide, il s'y accumule toujours de l'hélium. Il a été ainsi démontré péremptoirement que la particule α est un atome d'hélium projeté, portant avec lui deux charges élémentaires.

Rutherford et Geiger[4] purent alors calculer, d'une façon plus exacte, la production d'hélium à laquelle on devait s'attendre théoriquement. Un gramme de radium en équilibre avec ses produits émet par seconde $13{,}6.10^{10}$ particules α, c'est-à-dire autant d'atomes d'hélium. Si l'on admet que la charge d'un atome d'hydrogène est de $4{,}65.10^{-10}$ U. E. S., on calcule aussitôt, à partir de l'équivalent électrochimique de l'hydrogène, qu'un centimètre cube de

1. Communication faite à l'Académie Impériale des Sciences de Vienne, le 16 mars 1911.
2. *Phil. Mag.*, **4** 1902 582.
3. *Proc. Roy. Soc.*, **72** 1905 204.
4. *Phil. Mag.*, **5** 1905 177.
5. *Nature*, **68** 1905 566.

1. *Phil. Mag.*, **12** 1906 558.
2. *Proc. Roy. Soc.*, **81** 1908 141.
3. *Phil. Mag.*, **17** 1909 281.
4. *Proc. Roy. Soc.*, **81** 1908 162.

[illegible] $2.72\ 10^{22}$ molécules à la pression et à la température normales : l'hélium étant monoatomique. La quantité de ce gaz produite par un gramme de radium en équilibre doit donc [illegible] $\frac{15.6 \cdot 10^{-}}{2.72 \cdot 10^{22}}$ cm³ par seconde, soit 158 millimètres cubes par an.

La première mesure directe de cette production a [illegible] par sir James Dewar[1], sur 70 mgr de chlorure de radium anhydre; cet échantillon constituait une partie de la substance préparée par M. Thorpe lors de sa détermination du poids atomique du radium. Le sel cristallisé était enfermé dans un vase évacué et réuni à une jauge de Mac Leod; on chauffait le sel de temps en temps pour en extraire l'hélium accumulé. Les autres gaz pouvant être présents étaient éliminés en les absorbant par un morceau de charbon de noix de coco refroidi dans de l'air liquide. La quantité d'hydrogène présente dans le mélange put être estimée en refroidissant le charbon jusqu'à la température de l'hydrogène liquide.

Dans sa première communication, M. Dewar avait conclu qu'un gramme de Ra en équilibre produisait par jour 0,57 mm³ d'hélium; dans une expérience ultérieure[2], où le sel était resté enfermé pendant 9 mois, la production moyenne a été de 0,465 mm³ par jour. Le nombre 0,57 mm³ donné dans la première communication s'est trouvé être fautif, par suite d'une erreur de calcul : le nombre corrigé est 0,499 mm³ par jour. La production rapportée à un gramme et à un an a donc été de 182 mm³ dans la première expérience, et 169 mm³ dans la seconde : les deux nombres sont un peu plus élevés que la valeur théorique, soit 158 mm³.

Comme il est très important de connaître la valeur de cette production avec toute la précision possible, les auteurs en ont entrepris une nouvelle détermination; ils ont fait deux séries de mesures indépendantes [illegible] d'une partie considérable de l'échantillon prêté obligeamment à l'un d'eux par l'Académie de Vienne.

Purification de l'échantillon. — Il importe que le sel de radium employé ne contient [illegible] radium lui-même [illegible] 7 pour 100 environ de radium; il avait déjà subi une cristallisation fractionnée partielle avant d'arriver dans nos mains. Il était donc très improbable qu'il [illegible] radium et ses produits. Avant les expériences, le [illegible]

[1] [illegible] 84 [illegible]
[2] [illegible] 85 [illegible]

intervalle de temps mal défini. Pour éliminer le radioplomb et le polonium qui s'étaient accumulés pendant ce temps, on a opéré de la façon suivante. On a dissous 50 mgr de trichlorure d'antimoine, 10 mgr de nitrate de plomb et 5 mgr de nitrate de bismuth dans un peu d'acide chlorhydrique dilué, et on a ajouté cette solution à celle du chlorure radifère; le tout a été étendu d'eau jusqu'à un volume de 100 cm³, et un excès d'hydrogène sulfuré a été introduit. Le précipité des sulfures se trouva coagulé en présence du sel d'antimoine et put être facilement séparé par filtration; il a été lavé soigneusement avec de l'eau distillée, puis dissous à chaud sur le filtre par de l'acide chlorhydrique dilué, auquel on avait ajouté quelques cristaux de chlorate de potasse. Après avoir étendu avec de l'eau, on répéta le traitement par l'hydrogène sulfuré; la liqueur recueillie après la filtration fut ajoutée à celle de la première filtration. L'adjonction des sels de plomb et de bismuth à la solution primitive avait eu pour but d'assurer la précipitation complète du radioplomb et du polonium[1].

L'ensemble des deux solutions filtrées après précipitation par H^2S fut évaporé à sec dans une capsule de quartz, et le résidu chauffé à feu lent, pour éliminer l'excès d'eau et d'acide chlorhydrique. Le sel sec fut introduit dans une capsule cylindrique en platine, munie d'un couvercle percé d'un trou. Cette capsule fut enfermée dans un tube de verre d'Iéna (fig. 1)

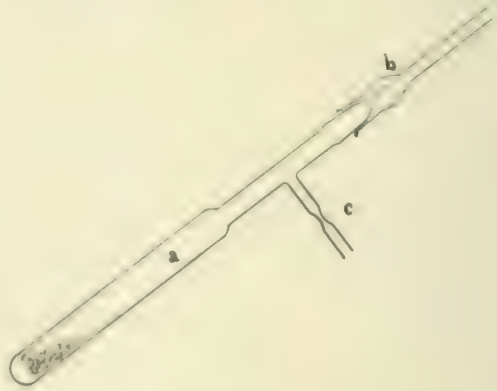


Fig. 1.

dont l'une des extrémités, étirée en capillaire mince, pouvait être introduite, au moyen d'un rodage, dans le bout *b* d'un tube de verre ordinaire. Une saillie intérieure dans le tube *b* permettait au besoin de briser le bout du tube *a* en tournant celui-ci dans le rodage, et d'établir ainsi une communication entre *a* et *b*, pour retirer l'hélium de *a* à la fin de la période d'accumulation. Le tube *a* était vidé complètement à l'aide du tube latéral *c*, fermé ensuite à la flamme.

[1] [illegible] 25 [illegible] 228.

Dosage du radium dans le sel. — La quantité de radium contenue dans le sel a été déterminée par une mesure de son rayonnement γ, plus de deux mois après la fermeture du tube; ce rayonnement a été comparé, à l'aide d'un électroscope à parois de plomb épaisses, avec le rayonnement γ d'un étalon de notre laboratoire contenant 5,69 mgr de $RaBr^2$; l'opération a été faite d'une part directement, d'autre part par comparaison avec un troisième échantillon dont le contenu a été déterminé à l'aide du petit étalon et correspondait à 52 mgr de $RaBr^2$. Les mesures ont été faites en disposant les échantillons à différentes distances et dans différentes conditions expérimentales; le résultat en a été que le tube employé dans ces expériences contenait 191 mgr de Ra (élément), ce qui correspond à 526 mgr de $RaBr^2$.

Lorsque les expériences sur la production d'hélium furent achevées, le radium présent dans le sel a été dosé encore une fois de la manière suivante. Le sel a été dissous dans de l'eau distillée additionnée d'un peu d'acide chlorhydrique, et la solution étendue à un volume de 50 cm^3. Une faible portion bien définie de la solution (1,22 pour 100) a été prélevée, évaporée à sec dans un petit tube de verre et enfermée hermétiquement à la flamme. Dans un mois, cette portion a été comparée directement, par la méthode des rayons γ, avec l'étalon contenant 5,69 mgr de $RaBr^2$, et s'est trouvée être équivalente à 4,02 mgr de $RaBr^2$. D'après ceci, la quantité totale de Ra présente primitivement dans le sel employé aurait été égale à 195 mgr.

Accumulation et mesure de l'hélium. — La quantité d'hélium produite par le sel de radium a été accumulée, purifiée et mesurée dans l'appareil représenté schématiquement sur la figure 2. Cet appareil pouvait être évacué à l'aide d'une pompe à mercure P qui en faisait partie; les gaz évacués pouvaient être recueillis en D. Le tube M contenait du P^2O^5 comme desséchant; le tube A avec ses appendices capillaires E et e était essentiellement une jauge Mac-Leod, mais il était employé à la mesure de petits volumes, au lieu de l'être, comme d'habitude, à celle des pressions.

Le volume du tube capillaire E était exactement déterminé en chaque partie de sa longueur, en le calibrant avec un fil de mercure; le tube e était fait du même morceau de verre que E et avait par conséquent la même section, de sorte qu'il n'intervenait aucune correction de capillarité dans la lecture de la pression en E.

Deux tubes débouchaient latéralement dans A et pouvaient être fermés par des soupapes à flotteurs de verre; le flotteur du tube inférieur était du modèle ordinaire, celui d'en haut avait une construction spéciale qui empêchait que du gaz pût être pris entre le flotteur et la paroi extérieure. Le tube inférieur se prolongeait jusqu'au tube M à P^2O^5; il était muni d'un robinet en a et réuni à un tube C contenant plusieurs grammes de charbon de noix de coco. Un tube latéral

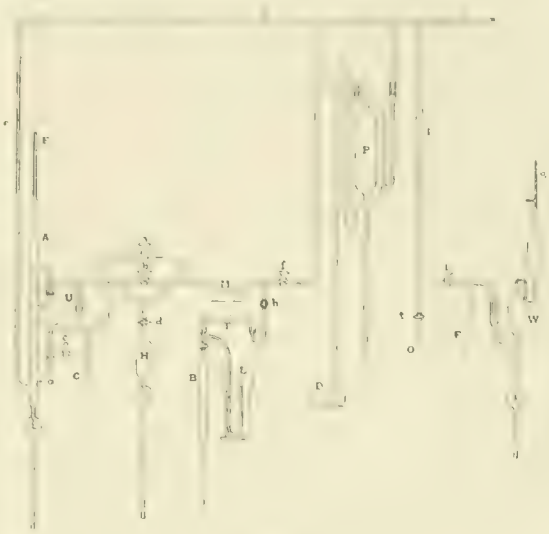


Fig. 2.

c permettait d'introduire en cet endroit de petits volumes d'oxygène électrolytique, pur et sec. Le tube supérieur aboutissant en A avait un prolongement en forme d'U (marqué U sur la figure) en verre mince; ce tube se continuait ensuite par le robinet b jusqu'à la pompe auxiliaire H, laquelle servait à extraire le gaz de M et à le refouler dans A et dans ses communications.

La partie de l'appareil adjacente était une burette B munie d'électrodes de platine destinées à faire passer des étincelles; cette burette servait à introduire les gaz à l'aide du tube L se terminant sous mercure. Après avoir été soumis à l'action de l'étincelle, les gaz étaient envoyés à travers un tube T de verre dur contenant de l'oxyde de cuivre chauffé au rouge.

Le reste de l'appareil, représenté par la partie droite de la figure, servait à examiner le spectre du gaz; il permettait de retirer de la partie A tout le gaz dont on venait de mesurer le volume et de l'introduire dans le petit tube à électrodes S, où son spectre pouvait être étudié à loisir.

Les récipients A, H, B, etc. étaient munis de purgeurs Bunsen destinés à empêcher l'air de pénétrer le long des colonnes de mercure. Les tubes de verre réunis à ces purgeurs se prolongeaient vers le bas sur une longueur supérieure à 76 cm; les extrémités inférieures, ainsi que les réservoirs de mercure correspondants, ne sont pas représentés sur la figure.

Étalonnement du tube servant à mesurer le volume du gaz. — Pour calibrer la jauge A destinée aux mesures des volumes, on commençait par vider tout l'appareil à l'aide de la pompe P, jus-

qu'à la limite extrême de la raréfaction, tout en chauffant le tube à charbon C, afin d'en expulser les gaz absorbés. On faisait alors monter le mercure en A jusqu'en un point e, en fermant les robinets *f, d, a, c*, et on introduisait par L une petite quantité d'oxygène mélangée avec un peu d'hélium pur (obtenu à partir de l'uraninite cristalline). On fermait alors *b* et on entourait C d'air liquide; en 20 minutes environ, on faisait monter le mercure en A et on mesurait le volume et la pression du gaz dans le tube capillaire E. Après avoir élevé le mercure encore une fois jusqu'au bord supérieur de A, on ouvrait les robinets *a, b, f*, on enlevait l'air liquide, on attendait que le tube C ait pris la température de la pièce; on le chauffait ensuite au rouge sombre et on faisait le vide complet dans C, U, M, etc. Les robinets *a, b* étaient alors refermés, les tubes C et U entourés d'air liquide, et le mercure dans A baissé jusqu'en α; l'hélium, emprisonné auparavant en E, se distribuait maintenant dans E, A, C, U; on élevait de nouveau le mercure en A et on mesurait le volume de l'hélium enfermé cette fois dans E. Le rapport de ce volume à celui mesuré précédemment est évidemment égal au rapport de la quantité d'hélium emprisonné dans le tube E lorsqu'on élève le mercure en A, à la quantité totale contenue dans A et dans ses communications; un grand nombre d'expériences concordantes ont montré que ce rapport était égal à 71,5 pour 100.

En faisant en A le vide extrême que pouvait donner la pompe P, en fermant les robinets *a, b, c* et en plongeant C dans l'air liquide pendant au moins vingt minutes, il était possible d'obtenir en A une pression tellement basse qu'il ne se faisait en E aucune augmentation de pression appréciable, lorsqu'on y faisait monter le mercure jusqu'à 1 mm de l'extrémité supérieure; dans ces conditions, il a été possible d'établir la correction nécessitée par les petites différences dans les diamètres des tubes E et *e*; il a été trouvé de la sorte que lorsque le tube E contenait du gaz, l'erreur avec laquelle sa pression était déterminée par la lecture de la jauge était inférieure à un demi-millimètre de mercure.

Quantité d'hélium dégagée par le radium. **Première détermination.** — Le sel de radium [illegible] pendant quatre-vingt-trois jours dans le tube représenté sur la figure 1; ce sel contenait encore une partie de son eau de cristallisation. [illegible] et on fit le vide sur le tout, jusqu'au tube capillaire [illegible]

du rodage, et les gaz contenus dans *a* furent enlevés par la trompe et recueillis en D. Durant cette opération, la partie inférieure de *a*, avec la capsule de platine qu'elle contenait, étaient chauffées au rouge, pendant une demi-heure, à l'aide d'un chalumeau, pour obtenir un dégagement complet des gaz occlus: l'eau de cristallisation était dégagée en même temps et allait s'absorber dans les tubes à potasse et à P^2O^5. Une petite quantité d'oxygène électrolytique fut ajoutée au mélange gazeux, et celui-ci fut introduit en B à travers L; on fit agir l'étincelle, et on refoula en A le gaz restant, en lui faisant traverser lentement le tube U, plongé dans l'air liquide. L'émanation contenue dans le mélange était, bien entendu, condensée dans le tube U.

Lorsque le gaz eut été transporté en A, on entoura d'air liquide le tube à charbon C, le niveau du mercure étant en α; dans vingt minutes, on fit monter le mercure en E et on mesura le volume et la pression du gaz ainsi emprisonné. Le niveau du mercure fut alors amené au-dessous de l'endroit où le tube U débouchait dans A; les gaz non condensés contenus dans C et dans les tubes de communication furent recueillis par la trompe auxiliaire H et renvoyés ensuite dans A. Après avoir fermé les robinets *b* et *d* et ouvert *a*, on enleva l'air liquide qui refroidissait le tube C, on chauffa ce dernier et on enleva, à l'aide de la pompe principale, les gaz qui avaient été condensés en C.

Le robinet *a* fut alors fermé, le tube C plongé de nouveau dans l'air liquide et le niveau du mercure dans A ramené en α; les gaz contenus en A étaient donc de nouveau exposés à l'action du charbon refroidi. Dans trente minutes environ, on fit remonter le mercure et on mesura le volume et la pression du gaz contenu en E; les gaz non condensés contenus en C furent de nouveau transportés en A, l'air liquide enlevé et le tube C chauffé; les gaz condensables furent de nouveau enlevés à la trompe. Ce cycle d'opérations fut répété cinq fois de suite et fournit ainsi cinq mesures distinctes du volume et de la pression. La deuxième et la troisième firent voir une faible diminution de la quantité du gaz; mais les trois dernières ont été d'accord entre elles à 1 pour 100 près; la purification de l'hélium avait donc été poussée aussi loin que cela est possible à l'aide du charbon refroidi à basse température.

L'hélium recueilli dans l'appareil fut ensuite transporté dans le tube à électrodes S; le spectre obtenu était essentiellement un spectre pur d'hélium.

Dans les expériences qui viennent d'être décrites, les seules précautions prises pour éliminer l'hydrogène étaient l'action de l'étincelle en présence d'oxygène pur, et l'exposition du gaz restant à l'action du charbon refroidi. Le tube à oxyde de cuivre fut ajouté plus tard, en considération de ce fait établi par

M. Dewar et par d'autres auteurs, que le traitement au charbon refroidi ne suffit pas, dans des conditions analogues, à éloigner les dernières traces d'hydrogène.

Une expérience spéciale a été faite pour voir à quel degré la présence d'hydrogène pouvait vicier les résultats des mesures. A cet effet, on introduisit dans l'appareil une petite quantité d'hydrogène, et on lui fit subir plusieurs fois de suite le même cycle d'opérations qu'aux gaz dégagés par le sel radioactif; on trouva que la quantité restée après le premier traitement par le charbon refroidi diminua rapidement au cours des opérations suivantes, et fut réduite, après trois cycles complets, à moins de 1 pour 100 de la valeur trouvée précédemment pour la quantité d'hélium dégagée par le radium. Il n'était donc pas vraisemblable que la présence d'hydrogène eût pu introduire une erreur sérieuse.

Il y avait à se demander encore si la chauffe du sel radifère avait suffi pour en extraire complètement tout l'hélium formé et, d'autre part, si le sel solide n'avait pas dégagé beaucoup d'émanation pendant le temps où il était resté enfermé; car s'il en avait dégagé, cette émanation se serait distribuée dans tout le tube, et les particules α produites par sa désagrégration auraient en grande partie pénétré dans les parois et causeraient ainsi une erreur difficile à éviter. Pour répondre à ces questions, on mesura le rayonnement γ de la partie supérieure du tube a (fig. 1) avant que celui-ci fût chauffé; le rayonnement de la partie inférieure était, pendant cette mesure, arrêté par de gros blocs de plomb. La mesure montra que la quantité d'émanation dégagée à froid était entièrement négligeable; car aucun rayonnement ne fut observé, quoique l'appareil eût pu déceler une quantité d'émanation égale à 1 pour 100 de la quantité totale. Une autre série de mesures de l'activité γ a été effectuée aussitôt après la chauffe du sel; on s'assura ainsi que toute l'émanation avait été extraite par la chauffe; il était permis d'admettre, par conséquent, que l'hélium était également dégagé en totalité.

Quantité d'hélium dégagée par le sel de radium. Deuxième détermination. — Afin de ne point laisser subsister de doutes sur l'influence de l'hydrogène libre, et aussi pour éviter la possibilité d'une extraction d'hélium incomplète, la seconde détermination a été faite dans des conditions entièrement différentes. Le tube T à oxyde de cuivre fut adjoint à l'appareil, et l'on s'assura, par une expérience préalable, que le passage d'un mélange gazeux à travers la couche de CuO, chauffée à un rouge modéré, suffisait pour absorber les dernières traces d'hydrogène. Le sel de radium fut enfermé cette fois pendant 132 jours, à l'expiration desquels les gaz présents en a furent enlevés et recueillis à l'aide de la trompe; ces gaz consistaient principalement en oxygène, dont on avait rempli le tube a avant de le fermer. La capsule contenant le sel fut alors retirée du tube a et introduite dans un autre tube semblable (fig. 3), après qu'on eut enlevé le couvercle

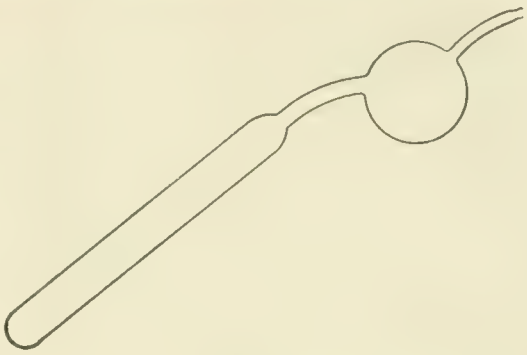


Fig. 3.

percé dont la capsule était précédemment recouverte. La capsule était posée sur le fond de la partie cylindrique du tube; la partie inférieure de celui-ci fut enveloppée de papier mouillé, pour la protéger contre un échauffement éventuel, et la partie supérieure du tube, munie d'un renflement sphérique, fut fermée; ce renflement servait à empêcher que des gouttelettes de la solution radifère que la capsule devait contenir plus tard, pussent être projetées au dehors pendant l'ébullition qui allait se produire sous pression réduite.

Le tube fut fermé par un bout de caoutchouc à vide serré par une pince à vis; après évacuation complète du tube, on introduisit, à travers le caoutchouc, 50 cm³ environ d'acide chlorhydrique dilué, de telle façon qu'aucune trace d'air ne pouvait entrer en même temps. Le sel fut alors dissous entièrement en chauffant légèrement le tube, et les gaz furent extraits à la pompe, à travers de petits tubes à potasse et à P^2O^5, et ensuite un travers un petit tube U refroidi par l'air liquide, ceci afin de retenir l'émanation au passage. Le gaz ainsi recueilli fut réuni à celui qu'on avait retiré en chauffant le sel, et le tout fut introduit dans la burette B. Après avoir subi l'action de l'étincelle, le gaz fut introduit dans l'appareil de mesure à travers le tube à CuO chauffé; la mesure de la quantité d'hélium fut effectuée de la même façon qu'auparavant. On exposa le gaz trois fois de suite à l'action du charbon refroidi, en enlevant, après chaque mesure, les gaz qui pouvaient être condensés; les résultats furent parfaitement concordants, et l'on n'observa pas la diminution de volume qui s'était produite dans la première série d'expériences, où l'hydrogène n'avait pas été complètement éliminé lors de la première mesure. Les tableaux suivants contiennent les résultats des deux séries.

Première détermination (temps d'accumulation : 87 jours).

[illegible]	[illegible]
1	8.08 mm³
2	[illegible]
3	[illegible]
4	[illegible]
[illegible]	[illegible]
Moyenne des mesures 2, 3, 4 :	[illegible]

Deuxième détermination (temps d'accumulation 152 jours).

[illegible]	[illegible]
1	10.72 mm³
2	10.77
3	10.75
Moyenne :	10.78

Calcul de la production d'hélium. — Soit x le volume d'hélium produit par jour par le radium (émanation) contenu dans le sel, et y le volume d'hélium produit par jour par la quantité d'émanation et de ses deux produits à vie courte (RaA et RaC) qui seraient en équilibre avec ce radium ; si les trois produits (émanation, RaA, RaC) sont en équilibre entre eux, on a

$$y = 3x,$$

c'est-à-dire que les trois produits donnent naissance à trois fois autant d'hélium que le radium seul. Toutefois, dans nos expériences, le sel était privé d'émanation au début de l'accumulation ; la quantité totale d'He produite pendant une accumulation de τ jours devait donc être

$$Q = x\int_0^\tau \left(1 - e^{-\lambda t}\right) dt + y\left(\tau - \frac{e^{-\lambda\tau} - 1}{\lambda}\right)$$

$$= x\left(\tau - \frac{1}{\lambda}\right) + y\left[\tau - \frac{e^{-\lambda\tau}}{\lambda}\left(e^{\lambda\tau} - \frac{1}{\lambda\tau}\right)\right],$$

λ étant la constante radioactive de l'émanation, et le jour est pris comme unité de temps ; on a pour λ [illegible] 1, ce qui est exact avec une [illegible] approximation pour τ [illegible] 60 jours.

Les valeurs de Q et de τ étant connues pour chacune des expériences, on trouve

$$x = 0.0001 \text{ mm}^3 \text{ dans la première série},$$
$$x = 0.0106 \text{ mm}^3 \text{ dans la seconde série},$$

soit en moyenne 0.0106 mm³ par jour. La quantité de Ra dans le sel employé était égale à 192 mgr (moyenne de 191 et 197). Par suite, la production par jour et par gramme de Ra pour de son produit est donc

$$\frac{0.0106}{0.192} = 0.107 \text{ mm}^3$$

[illegible] par an et par gr. de Ra en équilibre avec ses produits à évolution rapide (émanation, RaA, RaC) :

$$0.107 \times 365 \times 4 = 156 \text{ mm}^3 \text{ d'hélium par an.}$$

Cette valeur, donnée par l'expérience, concorde très bien avec la valeur calculée (158 mm³) dont il a été question plus haut ; les considérations sur lesquelles le calcul avait été fondé sont donc confirmées d'une façon complète.

Il n'y a actuellement plus de doute que la particule α ne soit un atome d'hélium avec une charge élémentaire double, et que l'hélium lui-même ne soit monoatomique. L'accord constaté entre le calcul et la théorie confirme d'une façon remarquable le bien fondé de la conception atomistique de la matière. Le nombre des particules α émises par seconde par un gramme de radium a été compté directement, et le volume correspondant d'hélium a été déterminé expérimentalement ; ces deux expériences permettent de calculer, avec un minimum de suppositions, le nombre d'atomes d'hélium contenus dans 1 cm³ à 0° et à la pression normale ; ce « nombre de Loschmidt » se trouve être égal à $2{,}69.10^{19}$. Suivant l'hypothèse d'Avogadro, c'est aussi le nombre d'atomes de n'importe quel autre gaz, pris dans les conditions normales.

On voit que cette méthode n'implique pas la connaissance de la charge élémentaire e : au contraire, la valeur de e peut en être déduite immédiatement.

Il importe de remarquer que l'accord entre la valeur théorique de la production d'hélium et la valeur observée ne dépend pas de l'exactitude de l'étalon de radium employé, car c'est le même étalon qui a été utilisé dans les deux cas. Dès qu'on aura établi un étalon international de radioactivité, il sera facile de calculer la production d'hélium sur la base de ce nouvel étalon.

Grâce à l'obligeance de M. J. Dewar, nous avons été à même de comparer l'échantillon de radium employé dans ses expériences à notre étalon provisoire ; il s'est trouvé que la quantité du radium utilisé par M. Dewar et estimée par lui à 70 mgr de $HRaCl^2$ pur, était équivalente à 72 mgr de $RaCl^2$ d'après notre étalon. En ramenant à notre étalon la production d'hélium observée par M. Dewar, elle se réduirait donc à 164 mm³ par an au lieu de 169 mm³ ; ce nombre est un peu plus faible que le nôtre, mais les deux s'accordent en principe.

Production d'hélium par l'émanation du radium. — Il a été également tout aussi intéressant de la quantité d'hélium formée pendant la désintégration d'une quantité connue d'émanation du radium. L'émanation, extraite d'une solution de radium, a été séparée et purifiée par condensation à la température de l'air liquide. On préparait un tube en verre fusible de

10 mm de diamètre intérieur et de 8 cm de long : un bout de ce tube portait un joint rodé muni d'un bout capillaire, comme dans le cas du tube *a* de la figure 1 ; ce joint s'adaptait à un autre tube, analogue au tube *b* de la même figure.

Le tube de verre a été rempli par du soufre fondu ; il a été évacué pendant que le soufre se refroidissait. Après avoir introduit l'émanation purifiée dans ce tube, on scella le dernier, puis on le chauffa jusqu'à la fusion du soufre, tout en le tournant continuellement, de manière à obtenir sur les parois une couche uniforme de soufre, de 3 mm d'épaisseur environ. Cette couche de soufre devait former la paroi intérieure dans laquelle seraient venues se planter les particules α émises par l'émanation et le dépôt actif, et dont on aurait pu ensuite extraire facilement l'hélium en faisant fondre le soufre.

Environ 19 heures et demie après l'introduction de l'émanation, son rayonnement γ a été mesuré et comparé à celui de l'étalon de radium ; il en résulta que l'émanation présente dans le tube au début était équivalente à la quantité qui est en équilibre avec 126 mgr de Ra.

Vingt-et-un jour après l'introduction de l'émanation, on chauffa le tube afin de faire fondre le soufre, jusqu'au moment où le bout capillaire devint complètement transparent. Le tube fut alors adapté à l'appareil de mesure au moyen du rodage, l'appareil évacué jusqu'au rodage, le bout capillaire cassé, et les gaz retirés et recueillis pendant qu'on chauffait le tube de manière à maintenir le soufre fondu. On laissa alors refroidir le tube et on introduisit un peu d'oxygène qui fut ensuite retiré à la pompe et ajouté aux autres gaz recueillis. Les gaz furent introduits dans la burette B (fig. 2), conduits à travers de l'oxyde de cuivre chauffé, puis refoulés dans l'appareil de mesure : le volume de l'hélium fut déterminé suivant la méthode habituelle. Le gaz fut alors transporté dans le tube S, où son spectre a été examiné et reconnu pour un spectre pur d'hélium. Le volume d'hélium trouvé a été égal à 0,202 mm³.

La quantité d'émanation présente au début dans le tube a été celle en équilibre avec 0,126 gr de Ra ; la production initiale d'hélium devait donc se faire à raison de

$$0,126 \times 3 \times 0,107 \text{ mm}^3 \text{ par jour,}$$

le facteur 3 étant ajouté pour tenir compte de l'existence de trois produits à rayons α : émanation, RaA et RaC. Mais comme l'émanation se détruit avec le temps, la production d'hélium doit diminuer, et la quantité totale formée sera proportionnelle à l'expression

$$\frac{1}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right),$$

où λ est la constante radioactive et t le temps. Si nous adoptons pour λ la valeur qui correspond à une période de 3,85 jours et que nous choisissions le jour pour unité de temps, l'expression ci-dessus prend, pour $t = 21$, la valeur 5,42 ; c'est-à-dire que la quantité d'hélium produite en 21 jours sera

$$0,126 \times 3 \times 0,107 \times 5,42 = 0,220 \text{ mm}^3.$$

Si l'on tient compte des difficultés de l'expérience, on voit que ce nombre s'accorde bien avec la valeur observée.

Production d'hélium par le polonium. — On a déterminé aussi la production d'hélium par le polonium. Les sulfures de plomb, de bismuth et d'antimoine, obtenus lors de la purification du sel de radium, furent décomposés en les digérant avec de l'acide chlorhydrique concentré et un peu de chlorate de potasse. La solution fut chauffée jusqu'à évaporation de la majeure partie de l'excès d'acide chlorhydrique dilué. Cette solution fut versée dans une solution concentrée de sulfure d'ammoniaque ; les sulfures de plomb et de bismuth furent séparés et traités à nouveau par l'acide chlorhydrique et le chlorate de potasse. On ajouta de l'acide sulfurique en excès, on concentra le mélange par évaporation et on chauffa jusqu'à apparition des vapeurs d'H^2SO^4. Après refroidissement, on ajouta au résidu un peu d'H^2SO^4 étendu et l'on sépara le sulfate de plomb insoluble, sur un petit filtre en amiante. Le sulfate de plomb fut alors traité à chaud par HCl concentré et par $KClO^3$; de l'acide sulfurique dilué fut ajouté à la solution et les opérations qui viennent d'être décrites furent répétées encore une fois. On réunit alors les deux solutions obtenues par filtration de sulfate de plomb, on chauffa jusqu'à ébullition et on ajouta un petit excès d'ammoniaque. Le faible précipité de bismuth fut séparé par filtration et dissous dans HCl dilué. Le volume de cette solution fut mesuré exactement, et une faible portion bien définie en fut prélevée. Dans la solution principale, on introduisit 5 gr. de cuivre métallique en petits morceaux ; le mélange fut chauffé doucement et conservé pendant plusieurs heures en le remuant souvent. Le polonium présent dans la solution chlorhydrique se déposa pendant ce temps sur le cuivre, en couche bien adhérente ; le cuivre fut alors lavé et séché.

Ce cuivre avec sa couche de polonium fut introduit dans un tube de verre, semblable au tube *a* de la figure 1, mais plus petit ; ce tube fut évacué et de l'oxygène fut introduit ; on scella ensuite le tube.

128 jours plus tard, ce tube à polonium fut relié à l'appareil de mesure et les gaz retirés à la pompe, pendant qu'on chauffait au rouge vif l'extrémité inférieure du tube, pour chasser l'hélium occlus dans le métal. L'hélium présent dans le mélange fut dosé suivant la méthode habituelle ; on en trouva 0,009 mm³.

[illegible] par son spectre.

La fraction de la solution polonifère qui avait été préalablement traitée par le cuivre, fut étendue à 10 cm³ par de l'eau bi-fois distillée avec HCl; cette solution fut introduite dans un vase de verre dont le fond consistait en une lame de cuivre. Le polonium se déposa sur cette lame, et le nombre des particules α qu'il émettait fut obligeamment déterminé pour nous par M. Geiger; ce nombre était de $10.7.10^{4}$ par seconde. La solution contenait 1/151 de la solution principale; celle-ci aurait donc émis $14.0.10^{7}$ particules par seconde. Un gramme de radium en émettant $3.4.10^{7}$, la quantité de polonium était équivalente à celle en équilibre avec 4.1 mgr. de Ra.

La quantité d'hélium produite par le polonium devait être proportionnelle à l'expression

$$\frac{1}{\lambda}\left(1 - e^{-\lambda t}\right),$$

où λ est la constante radioactive du polonium et t le temps exprimé en jours. La valeur de cette expression, pour t = 128, est 96, c'est-à-dire que la quantité formée en 128 jours est 96 fois plus grande que la quantité formée par jour au début. Le volume total d'hélium produit devait donc être

$$0.0041 \times 0.107 \times 96 = 0.042 \text{ mm}^3.$$

Mais, la quantité trouvée en réalité n'a été que le quart environ de la quantité théorique; ce désaccord est dû sans doute à ce qu'une très grande partie des particules α était restée occluse dans le cuivre. La production d'hélium par le polonium n'a pu par conséquent être établie que qualitativement.

Production d'hélium par le radium D. — Quoique le RaD n'émette pas de particules α, cependant, lorsqu'il est abandonné à lui-même pendant assez longtemps, il donne naissance au RaD et au RaF (polonium), et l'on doit s'attendre à ce que ce dernier produise de l'hélium. Le sulfate de plomb séparé de la solution polonifère, de la manière décrite plus haut, et contenant le radioplomb ou RaD, fut maintenu enfermé dans un tube évacué de verre dur pendant 110 jours environ. Le sulfate fut alors chauffé et les gaz retirés; le gaz non condensable par le charbon fit voir un bon spectre d'hélium; toutefois son volume n'a pas été déterminé.

Résumé des résultats. — La production d'hélium par le radium a été mesurée avec la plus grande précision; elle s'est trouvée être de 0,107 mm³ environ par jour et par gramme de Ra (élément), soit 156 mm³ par an et par gr de Ra en équilibre avec ses premiers produits (émanation, RaA, RaC); cette quantité s'accorde aussi bien que possible avec la production de 158 mm³ par an, calculée par Rutherford et Geiger sur la base de leurs expériences relatives à la numération des particules α émises par le radium.

On a mesuré aussi la quantité d'hélium produite par la décomposition d'une quantité donnée d'émanations du radium; la production observée a correspondu complètement à celle qu'on pouvait prévoir théoriquement. On a observé en outre la production d'hélium par des préparations de polonium et de radioplomb.

(Traduit par L. [illegible])

Microampèremètre enregistreur

Par A. TURPAIN

(Laboratoire de Physique — Faculté des Sciences de Bordeaux.)

Dans le but d'enregistrer les courants balistiques de dimitrio destinés à mesurer l'énergie des décharges, [illegible] nous avons conçu un microampèremètre à inscription continue. Cet appareil s'utilise par l'enregistrement photographique lequel présente le grand inconvénient de nécessiter un développement préalable et par suite ne permet pas de connaître la valeur de l'intensité du courant au moment même où elle prend [illegible].

Notre microampèremètre est un galvanomètre à cadre mobile. Le courant parcourant le courant à enregistrer traverse un cadre mobile dans le champ magnétique d'un électroaimant de M. Weiss. Des pièces polaires de profil spécial concentrent le champ dans la partie de l'espace où le cadre mobile se déplace. Un ressort antagoniste ramène le cadre à la position de zéro lorsque [illegible] ne parcourt le pont du bolomètre. Il suffit d'entretenir dans l'électro-aimant de M. Weiss un courant d'une intensité de 5ᵃ pour développer un champ magnétique capable de produire un couple assez intense pour permettre l'inscription [illegible]. Les pièces et un cylindre d'enregistreur J. Richard réalisent cette inscription.

Avec un cadre mobile n'ayant que 5ᵃ de résistance,

on obtient un déplacement de l'aiguille de 100 millimètres pour 10 milliampères, ce qui permet de mesurer un courant de 100 microampères pour un déplacement de l'aiguille de 1 millimètre. Comme on peut, avec un peu d'habitude, lire des variations d'inscription de 1/5 de millimètre, on peut apprécier les 20 microampères.

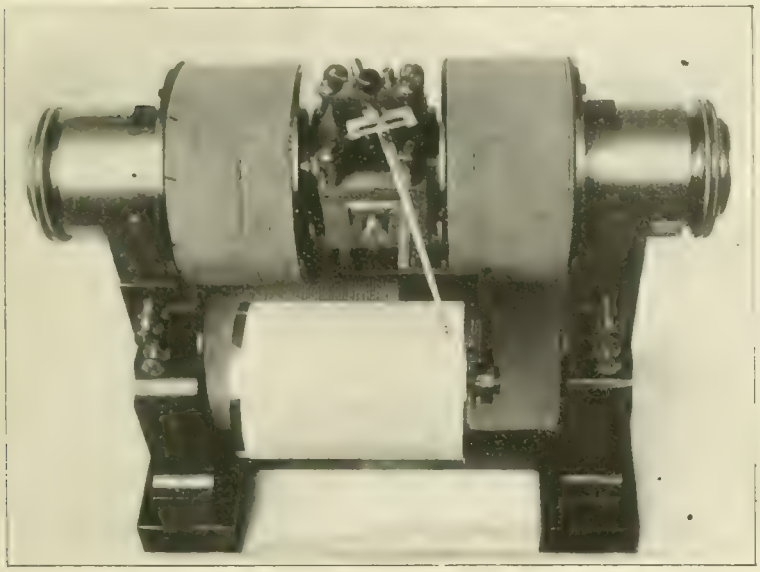


Fig. 1.

Si on utilise un cadre mobile présentant 260ω de résistance on obtient une sensibilité décuple. Un déplacement de l'aiguille de 100 millimètres correspond alors à 1 milliampère. La mesure de 10 microampères se fait alors par un déplacement de 1 millimètre et on peut apprécier, en lisant de 1/5 de millimètre, une variation d'intensité de courant de 2 microampères.

Ce dispositif nous paraît susceptible, en dehors de l'enregistrement des courants bolométriques pour lequel nous l'avons combiné, de servir à l'inscription par le procédé extrêmement pratique de l'enregistrement graphique de courants de l'ordre de 20 microampères en utilisant, à cet effet, un circuit très peu résistant (3ω). Si l'on peut sans inconvénient donner au circuit d'inscription une résistance de l'ordre de 300ω on peut obtenir l'inscription graphique de courant de l'ordre de 2 microampères.

On peut sans crainte d'échauffement exagéré maintenir pendant plusieurs heures un courant de 3ᵃ dans l'enroulement de l'électro-aimant de M. Weiss. La dépense ($3^a \times 36^V = 108^W$) ne représente que 7 à 8 centimes à l'heure au prix de 0ᶠ,70 le kilowatt-heure.

Ce dispositif a été construit sur nos indications avec beaucoup de soin par la maison J. Richard qui s'est fait une spécialité des instruments de précision de ce genre.

ANALYSES

Radioactivité

Sur la façon dont se comporte l'émanation du radium aux basses températures.— Boyle (R. W.) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 722-752]. — Les expériences sur la condensation de l'émanation à basse température ont généralement été faites jusqu'ici par la méthode du courant gazeux et avec de très faibles quantités d'émanation mélangées à de grandes masses d'air ; l'auteur les a reprises en se servant d'émanation pure, c'est-à-dire débarrassée autant que possible de la présence d'autres gaz, et contenue dans un volume relativement petit. Le tube de verre contenant l'émanation (ABC sur la figure) était fermé à l'extrémité A par une lamelle de mica mince qui laissait passer les rayons α ; le bout C était fermé à la flamme après l'introduction de l'émanation. Le tube était alors réuni à une chambre d'ionisation N, ainsi que le montre la figure, et son extrémité inférieure était plongée dans un bain de pentane refroidi par de l'air liquide. L'émanation se condensait à cette extrémité ; on attendait le temps nécessaire pour la destruction spontanée du dépôt actif à vie courte qui s'était formé sur les parois pendant que l'émanation occupait tout le tube, et on observait alors que le courant dans la chambre d'ionisation était réduit à une faible valeur constante, provenant du rayonnement β et γ de l'émanation ; ses rayons α n'avaient plus aucune influence, car ils étaient absorbés par le verre de la partie coudée B. Après cela, on laissait l'air liquide s'évaporer peu à peu ; la température montait lentement (à raison d'un demi-degré par minute) et l'émanation se volatilisait graduellement ; chaque nouvelle portion volatilisée diffusait aussitôt dans tout le tube, et ses rayons α pouvaient dès lors entrer dans la chambre d'ionisation. Le courant observé dans celle-ci pouvait donc servir de mesure approchée à la quantité d'émanation existant à l'état non condensé. La mesure n'est qu'approximative, en raison surtout de la formation du RaA et du RaC, avec leurs parcours de

[illegible] fait pas constante, car l'action de l'émanation sur la glu [illegible] tités notables de CO^2 et modifiait ainsi la pression à l'intérieur du tube. Pour cette raison, il convenait de ne pas prendre des tubes trop petits, et la pression partielle de [illegible] de mercure. Le courant d'ionisation était mesuré soit à l'aide d'un électroscope, soit, pour des doses d'émanation plus fortes, avec un galvanomètre sensible; il n'a souvent

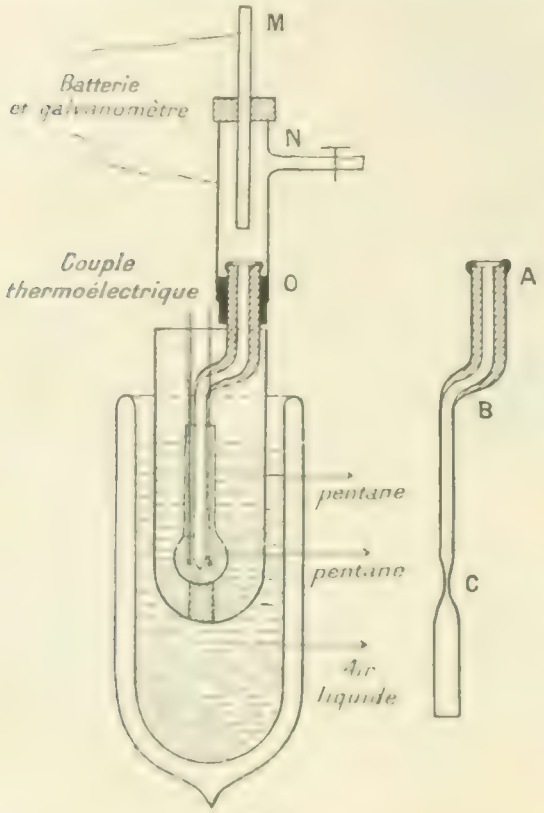


Fig. 1

pas été possible d'atteindre la saturation complète du courant.

[illegible] rant continue à monter, mais beaucoup plus lentement.

[illegible]

ordinaire, en ce sens qu'elle possède une tension de vapeur même aux températures les plus basses et que sa volatilisation se produit graduellement à mesure que la température monte; on ne peut donc pas dire, à moins qu'on ne spécifie les conditions, que l'émanation condensée possède telle ou telle température particulière de volatilisation.

Quant à la hausse lente du courant qui succède à la hausse rapide, elle s'explique par ce fait que l'émanation, bien que volatilisée entièrement, n'est pas distribuée uniformément dans le tube, la densité dans la partie refroidie étant plus grande. A mesure que la température s'élève, la distribution se fait de plus en plus uniforme et le courant augmente en conséquence.

Une expérience directe a été tentée pour mesurer la pression de vapeur de l'émanation aux basses températures; après avoir établi une température donnée dans le tube à émanation, on ouvrait une communication entre ce tube et un récipient plus grand surmonté d'un chapelet [illegible] L'émanation vaporisée était refoulée dans le ballon supérieur à l'aide de mercure, puis ce ballon était séparé à la flamme; on faisait redescendre le mercure et on recommençait [illegible] suivant. L'activité des ballons mesurée ensuite devait permettre de calculer la pression qui existait dans le récipient au moment de la fermeture; mais le dégagement continu du CO^2 et d'autres gaz a rendu l'expérience impos- [illegible]

L. Kowalski.

Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux. — Pirret (R.) et Soddy (F.) *Phil. Mag.*, 21 (1911) [illegible] — Les [illegible] précédemment que ce rapport était anomalement bas dans les autunites, mais qu'il était sensiblement le même pour la thorianite que pour la pechblende; en ce point il y avait désaccord avec les nombres de Mlle Gleditsch, d'après lesquels le rapport en question est de 20 pour 100 plus haut pour les thorianites que pour les pechblendes; la question présente un intérêt, car la pechblende est géologiquement plus récente que la thorianite, et la confirmation du résultat de Mlle Gleditsch devait amener à certaines conclusions relatives à la vie moyenne de l'ionium. Les nouvelles [illegible] anciennes. Le radium était dosé par l'émanation, et l'uranium par la voie chimique, chaque minéral étant généralement analysé suivant plusieurs méthodes différentes. Voici les nombres obtenus, en unités arbitraires. Pour les pechblendes, six échantillons employés déjà dans les mesures antérieures, ont donné une moyenne de 15,86; deux nouveaux minerais de Joachimsthal, 15,77. La moyenne de ces deux nombres, soit 15,8, a été trouvée correspondre à un [illegible] usage d'une solution-étalon de radium préparée par M. Rutherford; ce nombre est en bon accord avec ceux obtenus par Mlle Gleditsch sur la base des étalons de Mme Curie.

La thorianite [illegible] tion précédente, correspond à un nombre plus élevé, soit 14,6, mais trois autres thorianites n'ont donné en moyenne que 15,47. Les auteurs croient pouvoir attribuer à une contamination par le radium la valeur trop haute trouvée pour le premier échantillon, celui-ci ayant été livré par un marchand [illegible] radium; ils ne pensent donc pas que leurs résultats con- [illegible]

rapport radium : uranium s'y trouve toujours avoir des valeurs très basses ; la moyenne, exprimée dans les mêmes unités que plus haut, est de 7,15. La pilbarite, minerai nouveau trouvé en Australie, a donné 8,90.

L. Kolowrat.

Sur l'emploi des courants d'ionisation pour la mesure des teneurs en émanation du radium. — **Titow W. S.** (*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 476-480). L'auteur explique par des effets d'ionisation parasite les écarts qui existent entre les nombres fournis par la méthode de Schmidt et ceux que donne la méthode de Mache. Il indique sous quelles conditions on pourrait faire des mesures absolues.

L. Bloch.

Électronique

Masse longitudinale et transversale d'un électron. — **Swann W. F. G.** (univ. de Sheffield) (*Phil. Mag.*, 21 (1911) 755-755).

Déduction, qui n'a de nouveau que la forme, des équations relatives à la masse d'un électron en mouvement. On définit la force comme la dérivée, par rapport au temps, de la composante du moment électromagnétique **G**, prise dans la direction où la force agit ; on a donc, si F_x, F_y, F_z sont les composantes de la force,

$$F_x = \frac{dG_x}{dt} = \frac{dG_x}{dv_x} \cdot \frac{dv_x}{dt},$$

et deux autres formules analogues. Il s'ensuit, d'après la définition ordinaire de la masse, que celle-ci est respectivement

$$\frac{dG_x}{dv_x}, \quad \frac{dG_y}{dv_y}, \quad \frac{dG_z}{dv_z}$$

pour les trois directions des axes choisis. Si le mouvement se fait parallèlement à l'axe des x, c'est-à-dire si $v_x = v$, $v_y = 0$, $v_z = 0$, la première des trois dérivées représentera la masse longitudinale, et chacune des deux autres, égales entre elles, la masse transversale. Le vecteur **G** est, à un coefficient numérique près, égal au produit vectoriel de **E** et de **H**, vecteurs du champ ; il peut être calculé, pour des cas particuliers, à partir des équations du champ. Ainsi, pour l'électron ellipsoïdal de Lorentz, et pour le cas d'une vitesse constante, on trouve que **G** est parallèle et proportionnel à la vitesse **v** :

$$\mathbf{G} = \frac{2e^2}{5ac^2}\left(1 - \beta^2\right)^{\frac{1}{2}} \mathbf{v},$$

(où a est la demi-longueur du grand axe, β le rapport $v : c$, et les lettres grasses désignent des vecteurs). En décomposant suivant les trois axes et en substituant dans les formules précédentes, on arrive, après avoir posé $v_x = v$, $v_y = 0$, $v_z = 0$, aux expressions connues :

$$m_l = \frac{2e^2}{5ac^2}\left(1 - \beta^2\right)^{-\frac{1}{2}}, \qquad m_t = \frac{2e^2}{5ac^2}\left(1 - \beta^2\right)^{\frac{1}{2}}.$$

L. Kolowrat.

Nombre d'électrons dans un atome. — **Wilson (H. A.)** (univ. de Montréal) (*Phil. Mag.*, 21 (1911) 718-722).

Suivant les vues de J.-J. Thomson, un atome peut être considéré comme une sphère d'électricité positive, à l'intérieur de laquelle se meuvent librement des électrons négatifs, dont la charge totale est égale à celle de la sphère. L'auteur essaie de se faire une idée sur la distribution de ces électrons dans la sphère et sur leur nombre, qui détermine, en toute probabilité, le poids atomique. Il suppose une sphère chargée uniformément en volume d'électricité positive dont la densité est ρ, et il fait voir que pour un électron de charge e se trouvant en un point de cette sphère, les tubes de force de son champ ne s'étendent pas à l'infini, mais occupent au total un volume $e : \rho$. Des considérations d'énergie montrent que ces tubes de force tendent à se raccourcir tout en conservant leur volume ; il s'ensuit que le champ entourant chaque électron peut être considéré comme une sphère, et que le problème de la distribution des électrons se ramène à remplir un espace sphérique par des boules de volume égal ; les centres de ces boules représentent alors les électrons. Ces centres se rangeront suivant des surfaces concentriques à la sphère positive, et si r_m est le rayon de la m-ième surface, n_m le nombre de centres sur cette surface et v le volume revenant à chaque électron quand la sphère positive est partagée en parties égales, on a :

$$\frac{4\pi}{3} r_m^3 = n_m v$$

et de plus, approximativement :

$$(r_{m+1} - r_m)^3 = v.$$

D'après J.-J. Thomson, chaque élément d'une série du système périodique, par exemple de la série Fl — Cl — Br — I, est dérivé de celui qui le précède par l'addition d'une nouvelle couche d'électrons, ainsi que de la quantité d'électricité positive nécessaire pour compenser leur charge ; si de plus on fait l'hypothèse que le nombre d'électrons est proportionnel au poids atomique, on aura, en désignant par A_m le poids de l'atome composé de m couches, et par β une constante :

$$n_m = \beta A_m,$$

et par conséquent :

$$\frac{4\pi}{3} r_m^3 = \beta A_m v \qquad \frac{4\pi}{3} r_{m+1}^3 = \beta A_{m+1} v$$

$$\left(\frac{4\pi}{3\beta v}\right)^{\frac{1}{3}} (r_{m+1} - r_m) = \left(\frac{4\pi}{3\beta v}\right)^{\frac{1}{3}} v^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{4\pi}{3\beta}\right)^{\frac{1}{3}}$$

$$A_{m+1}^{\frac{1}{3}} - A_m^{\frac{1}{3}} = C,$$

C étant une constante dans chaque série d'éléments. On a donc

$$\beta = \frac{4\pi}{3C^3}.$$

Si l'on calcule la différence des racines cubiques des poids atomiques pour chaque paire d'éléments voisins, on trouve en effet qu'elle est approximativement constante et que sa valeur est à peu près la même pour toutes les séries, soit en moyenne 0,81. La formule précédente donne immédiatement $\beta = 8$; c'est-à-dire que le nombre d'électrons dans un atome est égal à huit fois son poids atomique.

L. Kolowrat.

Sur le champ magnétique des rayons cathodiques. — **Joffé (A.)** (*Journ. Soc. phys.-chim. russe, sect. de phys.*, 43 (1911) 7-15). — Il n'est pas douteux qu'un faisceau de rayons cathodiques, étant en tous points analogue à un courant électrique, ne doive agir sur une aiguille aimantée ; mais les tentatives faites pour mettre cet effet en évidence n'avaient pas abouti jusqu'à présent à

[illegible] inverse qui annulera l'effet du faisceau cathodique sur un [illegible] menées aux électrons par un conducteur passant à l'extérieur

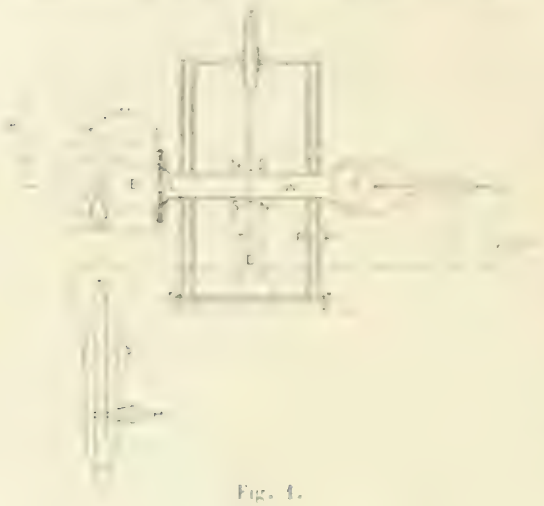


Fig. 1.

de l'appareil. C'est ce que l'auteur a fait dans le dispositif [illegible] cylindre de Faraday; cette sphère est reliée à l'anode à [illegible] l'intérieur d'une couche épaisse d'argent reliée à l'anode, [illegible] fer.

[illegible] il faudra qu'une symétrie parfaite soit réalisée pour que [illegible] trie est exigée aussi par cette condition que le courant de [illegible] une décharge ayant le caractère d'un arc (courant de l'ordre de 0,1 ampère). Pour vérifier que la valeur absolue des déviations était bien celle qu'aurait donnée un courant ordinaire de même intensité, on mettait, à la place du tube W, un fil parcouru par un courant dont l'intensité était mesurée par le même galvanomètre G; l'accord numérique [illegible] thodiques produisent un champ magnétique identique à celui que produirait un courant équivalent.

L. [illegible]

Ionisation

Vitesse des ions des vapeurs de sels alcalins dans les flammes. — Wilson (H. A.) (univ. de Montréal, Canada) *Phil. Mag.*, **21** (1911) 711-718.

Les expériences faites jusqu'ici tant sur la charge transportée par les ions positifs des vapeurs alcalines que sur leur déviation magnétique, concordent à prouver que ces ions sont des atomes du métal; toutefois, la mobilité des ions positifs dans les flammes se trouve être la même pour les ions correspondant aux différents métaux alcalins (elle est de 70 cm sec. d'après les expériences de l'auteur), et on ne voit pas au premier abord comment des atomes ayant des poids aussi différents que par exemple ceux du lithium et du cæsium, peuvent prendre une vitesse identique dans un champ donné. Pour concilier ces faits, voici comment l'auteur se représente le mécanisme suivant lequel l'introduction d'un sel alcalin dans une flamme augmente la conductibilité de celle-ci. Soient deux électrodes superposées dans une flamme, l'électrode supérieure étant positive, et supposons d'abord que leur différence de potentiel X est faible. Comme la plus grande partie de la chute de potentiel se trouve auprès de l'électrode négative, la conductibilité qui existe en cet endroit [illegible] l'introduction d'une vapeur alcaline au voisinage de l'électrode positive n'aura pas eu pour effet [illegible] rant; mais lorsque la force électromotrice X aura atteint une valeur suffisante pour entraîner les ions positifs vers l'électrode négative, à l'encontre du mouvement ascensionnel du courant gazeux, l'espace adjacent à l'électrode négative se trouvera fortement ionisé et sa conductibilité subira une augmentation qui aura pour résultat d'accroître le courant; on observera donc, en présence du sel, que le courant augmente à partir d'une f. é-m. déterminée. Admettons maintenant qu'un atome du métal subisse continuellement des ionisations et des recombinaisons, de sorte qu'il n'est ionisé que pendant une fraction f du temps; si [illegible] ionisé sera $(1 - f)n$. D'après la condition à laquelle X_0 est soumis, on a

$$[illegible]$$

$$[illegible]$$

[illegible] tite qu'on mesure en réalité. On peut imaginer que les mobilités décroissent lorsqu'on passe à des métaux de poids atomique de plus en plus élevé, mais que la fraction

f augmente en même temps, de sorte que les valeurs de fk_1 observées restent sensiblement constantes.

Pour calculer les valeurs de f, l'auteur se fonde sur la théorie de J.-J. Thomson reliant le courant à la différence de potentiel entre deux électrodes dans une flamme, et il utilise les mesures des courants i qui ont lieu lorsqu'on vaporise dans la flamme des solutions avant une concentration égale, par exemple 1/16 de la concentration normale, et qu'on conserve toujours la même différence de potentiel. D'après la théorie, on doit avoir

$$i = \frac{A\sqrt{f}}{1 + f}. \qquad (1)$$

A étant une constante à déterminer par l'expérience; si de plus on suppose que f est proportionnel à la racine carrée du poids atomique :

$$f = B\sqrt{M},$$

on obtient une relation entre i, M, A, B, qui permet de déterminer A et B lorsqu'on connaît i pour deux métaux différents; en connaissant A, on calcule f d'après la formule (1) pour tous les métaux. On trouve ainsi :

	Li	Na	K	Rb	Cs
f	0,21	0,41	0,91	0,96	0,99
k en cm sec. .	555	170	77	75	71

Les valeurs des mobilités k_1 sont calculées ici à l'aide de la relation : $fk_1 = 70$ cm/sec; elles sont du même ordre de grandeur que celles que laisse prévoir la théorie cinétique des gaz, si l'on admet que les ions positifs soient des atomes du métal.

Quant aux ions négatifs des flammes, il faut penser que ce sont des électrons libres; mais ceci découle de considérations plutôt indirectes, car les mesures directes qu'on a faites jusqu'ici semblent à l'auteur être fondées sur un malentendu; en effet, la méthode employée a été généralement la même que pour les ions positifs, tandis que le raisonnement fait plus haut sur ces derniers ne saurait être étendu aux ions négatifs, du moment que ceux-ci sont des électrons purs. L. Kolowrat.

Sur la question de valence dans l'ionisation des gaz. — Millikan (R. A.) et Fletcher (H.) (Univ. de Chicago) (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 755-770)[1]. — Une mesure simultanée de la mobilité et du coefficient de diffusion des ions produits par les rayons X avait permis à Townsend, en 1908, de déterminer directement la valeur du produit Ne du nombre d'ions contenu dans 1 cm³ du gaz, par la charge d'un ion; il trouva ainsi que ce produit était à peu près deux fois plus grand pour les ions positifs que pour les ions négatifs, d'où s'imposait la conclusion que tous les ions positifs sont bivalents, c'est-à-dire qu'ils portent deux charges élémentaires. Franck et Westphal ont repris plus tard les mêmes expériences, et ils ont conclu qu'il n'y avait qu'une faible partie des ions positifs qui fussent doublement chargés. La cause de la divergence entre les auteurs n'a pas été suffisamment établie, et les détails des deux séries d'expériences paraissent difficilement conciliables entre eux; de telle sorte que ces recherches ne peuvent être considérées comme tranchant définitivement la question.

1. Une courte note préliminaire des auteurs sur le même sujet a été analysée p. 219 de ce volume.

Dans ses expériences sur la charge élémentaire (*Radium*, **7** (1910) 345], M. Millikan avait conclu « que la grande majorité des ions de l'air, tant positifs que négatifs, portent une seule charge élémentaire, mais que certains d'entre eux peuvent en porter plusieurs ». On se rappelle que les expériences en question ont consisté à faire pénétrer une goutte minuscule d'huile dans l'espace compris entre les deux plateaux d'un condensateur, et à observer son mouvement vertical de va-et-vient, qui se produit lorsqu'on établit et qu'on supprime alternativement le champ. En connaissant la vitesse de la chute qui a lieu sans champ, ainsi que celle du mouvement ascensionnel dans un champ connu, on calcule la charge que possède la goutte à tout instant donné; cette charge varie chaque fois qu'un ion est rencontré par la goutte et se réunit à celle-ci. Ces rencontres se produisent presque toujours dans les moments où le champ est supprimé; mais certaines se font aussi en présence du champ, et un petit nombre d'entre ces dernières ont semblé donner des variations de charge égales à deux ou trois fois la charge élémentaire; c'est de là qu'on a pu conclure à l'existence d'ions bivalents ou trivalents. En principe, il est difficile de décider toutefois si une variation semblable vient de la rencontre simultanée de plusieurs ions simples ou de celle d'un seul ion multiple; pour établir ce point d'une façon précise, les auteurs ont fait un grand nombre de nouvelles expériences avec le même dispositif qu'auparavant; ils ont opéré de préférence sur des gouttes aussi petites que possible, car il est évident que celles-ci ont moins de chance que les grandes de rencontrer plusieurs ions à la fois; si donc la fréquence des variations multiples diminue en même temps que les dimensions, il y aura là un argument sérieux contre l'existence d'ions plurivalents.

Comme les rencontres en présence du champ ne se produisent que rarement, les auteurs les ont rendues plus fréquentes par le moyen suivant. Le plateau supérieur du condensateur étant chargé négativement, on réglait le champ de telle façon que la goutte restât suspendue au voisinage de ce plateau: on faisait alors agir, pendant un instant, un faisceau de rayons X passant parallèlement au plateau inférieur et à une petite distance de celui-ci. Les ions positifs formés étaient aussitôt lancés par le champ vers le plateau supérieur, et l'un d'eux ne tardait pas à venir se coller sur la goutte. Le faisceau de rayons X était excité de nouveau, et on continuait jusqu'à ce que la goutte eût acquis trois ou quatre charges positives. On coupait alors le champ, on déchargeait la goutte à l'aide de radium maintenu à l'extérieur du condensateur, ainsi qu'il a été expliqué *loc. cit.*, p. 348, et on recommençait à lui envoyer des ions positifs. L'intervalle entre deux rencontres n'était plus ainsi que de quelques secondes, et on pouvait en observer jusqu'à cent avec la même goutte, dans un temps relativement court. Un grand nombre d'observations ont été faites de cette façon, avec des rayons X de pénétrabilité différente; mais les rencontres ont toujours été suivies de l'adjonction d'une charge unique, et l'on n'a jamais observé de doublets ou de triplets.

Dans ces expériences, les ions happés par la goutte étaient presque toujours positifs; une faible proportion de rencontres négatives s'expliquait par l'effet de rayons X secondaires produits dans l'air. Pour se rapprocher autant que possible des conditions dans lesquelles avait opéré Townsend, les auteurs ont remplacé les rayons X primaires par des rayons secondaires, en projetant le faisceau primaire obliquement sur la partie périphérique du plateau inférieur; les ions cueillis pouvaient alors être aussi bien négatifs que positifs. Ici comme auparavant, on n'a pas observé nettement de rencontres d'ions doubles; les

[illegible] suffisamment [illegible] rayons, étant donné que [illegible] d'une ou de [illegible]

[illegible] comme source d'ionisation, le rayonnement pénétrant du radium. Avec les gouttes de petites dimensions, il n'est jamais apparu aucune variation multiple; pour des gouttes [illegible] mais le fait même de leur absence dans le cas de petites dimensions montre suffisamment qu'elles étaient dues à la rencontre de plusieurs ions à la fois.

L'ensemble de ces expériences constitue une preuve directe et certaine que l'ionisation des molécules d'air par les rayons X aussi bien que par ceux du radium, consiste, dans toutes les conditions examinées, en une disjonction de charges électriques élémentaires uniques. L. Kolowrat.

Sur les charges des ions dans les gaz. — Townsend J. S. (*Phil. Mag.*, 22 (1911) 204-211). — [illegible] qui vient d'être analysé, M. Townsend fait remarquer que ce travail est loin de trancher définitivement la question de savoir s'il peut exister dans les gaz des ions portant plus d'une charge élémentaire; l'ensemble des expériences faites jusqu'ici, [illegible] par M. Townsend lui-même, lui semble parler plutôt en faveur de l'existence d'ions multiples. M. Townsend rappelle le principe et les résultats de ces expériences, qui avaient été fondées sur la mesure simultanée de la mobilité k et du coefficient de diffusion D des [illegible]

$$N = \frac{Pk}{D}$$

[illegible] température et à pression normales, e la charge d'un ion et P un coefficient égal à la valeur de la pression atmo[illegible] plus grands lorsqu'il s'agissait d'ions positifs; dans des [illegible] très concordants entre eux, et les nombres obtenus étaient [illegible] 1,25.10[illegible] U.E.S. pour les ions négatifs et 2,4.10[illegible] pour les ions [illegible] nement employé; on peut supposer par exemple que les [illegible] lures proprement dits.

[illegible] grande quantité de rayons corpusculaires produits dans le [illegible]

[illegible]

[illegible] auteurs ont opéré; si cette proportion n'est que de 9 ou 10 pour 100 par exemple, l'effet pourrait être entièrement masqué par ce fait que les ions doubles ont moins de chances de se coller sur une goutte, car ces ions agglomérent probablement autour d'eux un nombre de molécules plus grand; ceci diminue leur libre parcours et, par conséquent, leurs chances de rencontre avec la goutte; d'ailleurs, il n'est pas dit que les conditions dans lesquelles s'opère la rencontre de la goutte avec des ions ayant une masse différente, soient nécessairement les mêmes. L. Kolowrat.

Sur la décharge d'une pointe électrisée. — Tyndall A. M. (Univ. de Bristol) (*Phil. Mag.*, 21 (1911) 585-605). — Suite des expériences de Chattock et de l'auteur, analysées précédemment (*Le Radium*, 7 (1910) 215 et 8 (1911) 24); les théories qui avaient servi à expliquer ces expériences ont dû être modifiées pour concorder avec certains des nouveaux résultats.

1. Mesures de l'intensité du champ à la surface de la pointe. Le dispositif était le même que précédemment; il consistait en une pointe P terminée en hémisphère de petit rayon; en mesurant la force mécanique exercée sur la pointe, on calcule le champ à sa surface. Soit E_0 la valeur de ce champ qui correspond au commencement de la décharge lumineuse; cette valeur est influencée par la présence d'une autre pointe N portant une charge de signe contraire à la première; lorsque la pointe N est très voisine de P, la valeur de E_0 subit une baisse rapide et considérable. Cet effet avait été expliqué parce que les ions émis par la seconde pointe n'atteignent pas du premier coup leurs dimensions finales; au début, c'est-à-dire à une faible distance de la pointe, ils seraient beaucoup plus petits et demanderaient par conséquent un champ beaucoup moindre pour pouvoir ioniser le gaz. Il apparaît maintenant que cette explication se heurte à des difficultés; il se trouve par exemple qu'à ce point de vue, le champ E_0 devrait, dans le cas d'une pointe P négative, être le même en l'absence d'une autre pointe N que lorsque la pointe N (positive) est placée très près de P; or les mesures ne confirment pas cette prédiction.

2. Mesures de la pression du vent électrique. D'après les expériences antérieures, si une pointe chargée est placée à la distance z d'un plateau, la pression p exercée sur le plateau par le vent électrique est une fonction linéaire de z, qui ne s'annule pas pour $z = 0$, mais bien pour une valeur positive $z = z_0$; on pouvait supposer que z_0 est précisément la distance que l'ion peut parcourir avant que les molécules s'agglomèrent autour de lui. Mais on peut montrer que dans ce cas z_0 devrait dépendre du rayon de la pointe [illegible] produit lorsque l'ion pénètre dans un endroit où le champ dépasse une certaine valeur critique, et puisque la distribution du champ autour de la pointe dépend de son rayon); or z_0 est le même pour des pointes de dimensions très différentes.

La nouvelle théorie proposée par l'auteur tient compte de toutes les difficultés de ce genre; elle suppose que les pointes émettent des corps électriquement neutres, par exemple des doublets formés par la juxtaposition d'ions [illegible] vitesse initiale, et si la distance entre les deux pointes est inférieure au parcours de ces doublets, l'énergie communiquée à la pointe P par leur bombardement peut faciliter [illegible] Le problème du vent électrique est également relié au parcours des doublets.

[illegible]

duite par des ions d'un seul signe, la vitesse des ions sera donnée par l'expression :

$$v = \frac{C}{\frac{dp}{dz}};$$

par conséquent, l'inclinaison de la courbe pression-distance doit, pour une espèce d'ions donnée, être proportionnelle au courant : en réalité, $\frac{1}{v}\frac{dp}{dz}$ diminue lorsque C augmente. Ceci s'explique en admettant que le courant n'est pas produit par des ions d'un seul signe, mais qu'il y a une décharge de direction contraire qui se superpose à celle qui a lieu de la pointe au plateau; ceci fait que la méthode du vent électrique ne peut plus donner de résultats précis dès que le courant C devient un peu considérable.

4. Particularités observées dans l'hydrogène. Dans l'hydrogène pur, la pression du vent électrique varie de telle façon que la vitesse de l'ion négatif, calculée d'après la formule précédente, se trouve être considérablement plus grande que lorsque de l'oxygène est présent, même en faibles traces; d'autre part, les valeurs de la distance critique z_0 montrent que, pour le cas de l'hydrogène pur, il faut conserver le point de vue précédent de l'auteur et admettre que l'agglomération des molécules autour d'un ion fraîchement formé ne s'opère qu'à une certaine distance de la surface qui a émis l'ion. La plus petite trace d'oxygène change l'aspect du phénomène et le rapproche de ce qu'on a dans le cas de l'air. Tout ceci peut être mis en harmonie avec la théorie de M. Franck, suivant laquelle les molécules des différents gaz possèdent une affinité très inégale pour les électrons; ainsi le chlore ou l'oxygène s'unissent facilement aux électrons, tandis que l'hydrogène ou l'argon ont une affinité très faible. Il faut supposer que l'ion négatif dans l'hydrogène pur est, au début, un électron; il ne prend des dimensions moléculaires que quelque temps après sa formation. Quant à l'ion positif, il semble qu'il consiste, dans l'hydrogène pur, en une molécule unique; ceci ressort particulièrement d'expériences où l'on mesure la petite diminution de pression qui accompagne la décharge dans l'hydrogène, lorsque celle-ci a lieu en vase clos; l'adjonction d'oxygène modifie également ce phénomène, en accord avec ce qu'on peut prévoir d'après la théorie de Franck. L. Kolowrat.

Décharge d'électricité positive par les corps chauffés. — Wilson W. (Université de Londres) [*Phil. Mag.*, 21 (1911) 654-640]. — Un fil de platine de 0,2 mm de diamètre, courbé en forme de U, est chauffé par un courant qui le traverse; ce fil forme en même temps l'un des bras d'un pont de Wheatstone, et la résistance du fil, mesurée au moyen du pont, détermine sa température. Le fil est placé à l'intérieur d'un cylindre en aluminium, réuni, à travers un galvanomètre sensible, à l'un des pôles d'une batterie de haute tension, dont l'autre pôle est au fil; le courant thermo-ionique produit par la chauffe du fil, dans l'espace compris entre le fil et le cylindre, est mesuré par le galvanomètre. Le fil et le cylindre se trouvent dans de l'air bien desséché.

On sait que la décharge des corps chauffés est réduite à mesure que la chauffe se prolonge; mais ce n'est pas l'incandescence en elle-même qui produit cette réduction, mais plutôt la décharge; le phénomène est donc dû à une disparition de la matière ionisable contenue dans le platine. En effet, si on mesure le courant thermo-ionique entre le fil et le cylindre, et qu'on coupe ensuite le circuit de ce courant, tout en continuant à chauffer le fil, on constate, en rétablissant le courant au bout de dix minutes, que sa valeur a baissé un peu dans l'intervalle; mais cette baisse est incomparablement plus grande si le circuit de la décharge est resté fermé pendant la chauffe.

La présence de l'eau a une influence prononcée sur l'émission d'électricité par le platine chauffé. Il suffit de plonger le fil dans de l'eau pendant un instant pour que le courant qu'on observe après l'avoir remis dans l'appareil, soit augmenté très considérablement; cette augmentation disparaît assez vite avec le temps. Le même effet s'observe, quoique à un degré plus faible, si l'on place le fil dans un espace saturé de vapeur d'eau, et qu'on le chauffe au rouge par un courant, puis qu'on le laisse refroidir. De même, si le fil est recouvert de $Ca(AzO^3)^2$, puis chauffé dans l'atmosphère desséchée de l'appareil, de façon à ce qu'il se forme une couche de CaO, il suffit d'exposer ce fil à l'air pendant quelques minutes pour que l'eau absorbée par le CaO produise son effet d'augmentation du courant.

Ces effets peuvent s'expliquer si l'on considère que les ions thermiques émis par le platine consistent probablement, tout au moins en partie, d'atomes de CO, et peut-être aussi d'hydrogène. Le platine le plus pur pouvant contenir des traces de carbone, il est permis de penser que, lorsqu'il est chauffé en présence de vapeur d'eau, celle-ci est décomposée avec production de CO et d'hydrogène; ces gaz diffuseraient dans le platine et constitueraient ensuite les ions de la décharge.

L'émission d'électricité par le phosphate d'aluminium chauffé sur du platine (expériences de Hörton et de Garrett)[1] est probablement un phénomène de même nature; car le phosphate employé dans ces expériences devait contenir beaucoup d'eau et, d'autre part, l'auteur n'a pu obtenir aucune décharge en chauffant du phosphate d'aluminium sur le filament d'une lampe Nernst, au lieu de le faire sur du platine. Le phénomène semble donc dû au platine en présence de l'eau, plutôt qu'au phosphate lui-même. L. Kolowrat.

Sur la décharge d'électricité positive par le phosphate de sodium chauffé dans différents gaz. — Horton F. [*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 16 (1911) 89-101]. — En étudiant l'émission d'ions thermiques par le phosphate d'aluminium, l'auteur avait cru pouvoir identifier ces ions avec des molécules d'oxyde de carbone; en effet, le spectroscope avait toujours montré la présence de ce gaz dans l'appareil, et la valeur de e/m trouvée correspondait à son poids moléculaire.

M. Richardson, en opérant dans des circonstances analogues, a trouvé aussi des ions ayant une masse environ 25 fois plus grande que celle d'un atome d'hydrogène : mais il les a considérés comme des atomes de sodium présent à l'état d'impureté dans toutes les substances examinées. Si les ions positifs en question sont réellement formés par l'oxyde de carbone, on peut s'attendre à ce que le courant produit par un corps chauffé soit plus grand dans ce gaz que dans n'importe quel autre; c'est pour vérifier ce point que l'auteur a fait une série de mesures en chauffant une couche de phosphate de sodium.

Le sel est déposé sur un ruban mince de platine (20×2 mm) servant d'anode et placé entre deux plateaux parallèles qui constituent la cathode; le tout est enfermé dans un tube à vide, en évitant l'emploi de mastic et de graisse dans les joints et robinets. Les gaz employés ont été l'air, l'oxygène, l'oxyde de carbone et l'hydrogène; on faisait varier la pression (depuis plusieurs millièmes de mm. jusqu'à 20 mm. de mercure) et on mesurait les courants thermo-ioniques correspondants, en chauffant l'anode

1 *Le Radium*, 7 (1910) 149 et 554, voir aussi l'analyse suivante.

[illegible] cette température [illegible] Le [illegible] 50 volts le [illegible] Pour [illegible] avec le [illegible] CO, il passe par un [illegible] 2 ou 3 mm. cet effet est dû [illegible] cules par les variations plus ou moins irrégulières que le [illegible] ment une baisse rapide du courant au début de chaque [illegible] diminué pendant toute la durée des expériences (six [illegible] on a eu 2,06. 10^{-7} ampère au début, et 0,26. 10^{-7} ampère à la fin; cette diminution était due en partie à ce que le phosphate s'en allait peu à peu, aussi bien par pro- [illegible] lame de platine. Abstraction faite de toutes ces variations, on a pu constater que la nature du gaz influençait considérablement le courant thermo-ionique, celui-ci étant beaucoup plus fort dans CO et dans H_2 que dans O_2. Voici par [illegible] l'ordre chronologique des expériences, pour une pression de [illegible] O_2 2,06 ; CO [illegible] 10,0 ; O_2 0,[illegible] ; H_2 97,1 ; 2,6 ; 2,0 ; O_2 [illegible] autres pressions utilisées. Les phénomènes observés quand on remplace un gaz par un autre dans l'appareil, font penser que ce sont les molécules du gaz lui-même qui prennent une part active au transport de l'électricité. [illegible] l'oxygène, le courant commence par avoir une valeur plus grande que celle qui correspondrait normalement à l'oxy- [illegible] parce que le gaz plus actif resté absorbé dans l'anode s'en échappe graduellement. Au contraire, lorsqu'on substitue le CO à l'oxygène, le courant augmente au début, à mesure que l'oxyde de carbone diffuse dans l'intérieur du phosphate. Les résultats semblent donc indiquer que les [illegible] du gaz environnant et non pas seulement par ceux du métal [illegible] L. Kolowrat.

Note sur l'électrisation de l'air au voisinage des chutes du Zambèze. — Rudge (W. A. D.) (Univ. de Bloemfontein). (*Phil. Mag.*, **21** (1911) 611-615).

A la [illegible] des chutes du Zambèze, on peut [illegible] un nuage de poussière d'eau s'élève au pied de [illegible] dégagé et surélevé; le nuage en question se trouvait entre l'observateur et le soleil levant. Pendant toute la matinée, le potentiel de la feuille est resté négatif; une valeur maximum (— 525 volts pour une hauteur de l'appareil égale à 160 cm au-dessus du sol) fut atteinte lorsque le soleil fut [illegible] assez haut pour que ses rayons puissent passer par-dessus le nuage. Le potentiel baissa ensuite graduellement jusqu'à zéro, puis il prit, dans l'après-midi, des valeurs positives qui atteignirent leur maximum (+ 150 volts) dans la soirée. Dans la seconde série, on a commencé les mesures au même endroit que précédemment, au moment où le gradient du potentiel y était arrivé à zéro; on s'est déplacé ensuite dans la direction de la chute, en faisant une mesure tous les cent pas. Le gradient vertical, c'est-à-dire le potentiel de la feuille divisé par la hauteur de l'appareil, a été toujours négatif dans cette série; il a augmenté rapidement à mesure qu'on s'approchait de la chute, et il a atteint une valeur de 5000 volts par mètre à 500 pas de celle-ci. A des distances moindres, le vent rabattait la poussière d'eau sur l'appareil, et aucune mesure n'était plus possible. L. Kolowrat.

Ionisation des gaz lourds par les rayons X. — Beatty (R. T.). (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **16** (1911) 46-47). — Lorsque, pour ioniser certains gaz lourds, tels que $Ni(CO)_4$, AsH_3, SeH_2, on emploie successivement des faisceaux de rayons X secondaires homogènes ayant chacun une pénétrabilité différente, on constate, par exemple (analyse de la note de Ch. Barkla, *Le Radium*, **8** (1911) 28), que le rapport de l'ionisation dans le gaz étudié à celle qu'on aurait dans l'air à la même pression, est invariable, tant que la valeur du coefficient d'absorption λ du rayonnement incident reste au dessus d'une certaine valeur critique; mais quand λ passe par cette valeur, le rapport en question subit une variation considérable. Ainsi, pour le SeH_2 ce rapport est de 50 quand les rayonnements homogènes sont ceux des éléments Fe, Ni, Cu, Zn, Se; il est de 286 pour les rayons caractéristiques de l'iode. On remarque en outre que lorsque λ passe par la valeur critique, l'absorption des rayons par la substance éprouve elle aussi une augmentation; en même temps, la substance commence à émettre un nouveau rayonnement secondaire homogène, et aussi un rayonnement corpusculaire plus intense qu'auparavant. C'est surtout ce dernier point que l'auteur a [illegible] par expérience. Il a rempli de SeH_2 une chambre d'ionisation et il a fait agir un faisceau de rayons X homogène, de pénétrabilité suffisante pour faire émettre au sélénium son rayonnement caractéristique. La forme de la courbe pression-ionisation indique la présence d'un rayonnement corpusculaire; cette courbe est en effet convexe à l'axe des pressions. Si maintenant on recouvre les parois de la chambre d'ionisation par une couche de sélénium, on [illegible] en effet considérer que les rayons corpusculaires produits dans le gaz et venant frapper la paroi avant d'avoir [illegible] effet ionisant par les rayons provenant de la couche. Cette [illegible] du même genre dans AsH_3 et dans la vapeur de $Ni(CO)_4$.

L. Kolowrat.

Phénomènes cosmiques

Application de l'interféromètre à l'étude des nébuleuses. — Fabry (C.) et Buisson (H.). (*Comptes Rendus Acad.*, **33** (1911) [illegible]) [illegible] que de

source lumineuse ne doit émettre qu'un petit nombre de radiations monochromatiques, c'est le cas des nébuleuses.

Un étalon interférentiel est placé à l'extrémité d'un télescope pointé sur une nébuleuse pour un œil accommodé pour l'infini, on verra une image de la nébuleuse sur laquelle seront projetées des franges d'interférence circulaires. A (fig. 1) est un oculaire à deux lentilles formant un système optique de 4 cm de foyer, et dont le premier foyer se trouve dans le plan focal de l'objectif du télescope; à la sortie de l'oculaire on a une image de la nébuleuse agrandie 80 fois et située à l'infini. Les rayons lumineux traversent alors l'interféromètre; on obtient un système de franges circulaires. Un objectif

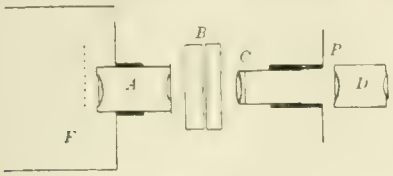


Fig. 1

microscopique C de 4 cm de distance focale, forme dans un plan focal P une image réelle de la nébuleuse, de même diamètre que celle qui aurait été donnée par l'objectif du télescope; l'image est coupée par les franges. Pour photographier on met une plaque en P; dans le cas de l'observation visuelle, on observe avec un oculaire D de 2,5 cm de distance focale; la nébuleuse est alors vue avec un grossissement de 120, et les franges avec un de 1,6. Les observations ont porté sur la nébuleuse d'Orion, les anneaux étaient dus à la radiation λ 5007, qui est la plus intense dans le spectre de cette nébuleuse. Les auteurs ont essayé de photographier, mais l'objectif de l'équatorial étant achromatique pour les rayons visuels, il fut impossible d'obtenir une bonne image, les franges étaient très nettes. L'emploi de l'interféromètre permettra la résolution de bien des problèmes en astrophysique, comme la mesure des vitesses radiales, les mouvements de circulation des gaz, etc.

Ed. Sailes.

Sur l'éclair sphérique. — Thornton (W.-M.) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 650-654]. — On connaît mal la nature de l'éclair sphérique, météore singulier et très rare; on sait qu'il consiste en une sphère gazeuse lumineuse, parfaitement définie quoique n'ayant aucune enveloppe; cette sphère est le siège d'une quantité considérable d'énergie électrique. D'une façon générale, elle tombe lentement, comme le ferait une masse un peu plus dense que l'air, ou se déplace horizontalement quand il existe un faible courant d'air ou quand elle est soumise au champ électrique de la surface terrestre. Elle finit toujours par faire explosion en disparaissant sans traces, soit au milieu de l'air, soit en touchant le sol ou une nappe d'eau; après l'explosion, une forte odeur d'ozone se fait toujours sentir. Il est certain que cette boule lumineuse ne contient pas autre chose que les gaz de l'atmosphère; ceux-ci sont évidemment dans un état moléculaire anormal, un réarrangement des atomes s'effectuant avec une grande activité sous l'influence de forces électriques. On sait que lorsque l'air est soumis à une décharge électrique, le produit principal des transformations moléculaires est l'ozone; on peut donc supposer que l'éclair en boule est constitué en majeure partie par de l'ozone en recombinaison énergique. Les faits suivants viennent à l'appui de cette manière de voir. La chute lente de la sphère correspond à la densité de l'ozone qui est de 70 pour 100 plus lourd que l'air; la répulsion que la terre semble exercer sur l'éclair s'explique par la charge négative que possèdent généralement la surface de la terre d'une part et l'ozone de l'autre. L'énergie libérée quand l'ozone se transforme brusquement en oxygène suffit pour expliquer les effets destructifs de l'explosion; la luminescence bleue de l'éclair ressemble à celle d'une décharge lente produisant de l'ozone dans l'air.

Quelles sont les circonstances dans lesquelles une sphère d'ozone chargée d'électricité pourrait se former? L'auteur les voit dans une redistribution des charges après un déséquilibre causé par une décharge d'orage violente; cette redistribution prend parfois la forme d'une décharge en sens inverse, dite choc en retour; mais elle peut aussi n'aboutir qu'à arracher une partie proéminente d'un nuage chargé négativement, en y causant une ionisation formidable qui produit une grande quantité d'ozone; ce dernier, si sa quantité est suffisante, forme une sphère et se trouve repoussé par le nuage.

L. Kolowrat.

Radioactivité de quelques roches ignées provenant des régions antarctiques. — Fletcher (A. L. Univ. de Dublin) [*Phil. Mag.*, **21** (1911) 770-775]. L'auteur a dosé le radium et le thorium, par la méthode de l'émanation, dans treize échantillons de roches ignées provenant de la récente expédition polaire du lieutenant Shackleton; la constante des électroscopes employés a été vérifiée à l'aide d'une solution-étalon envoyée par le prof. Rutherford. La composition chimique et le caractère pétrographique des échantillons ont été assez différents; il y avait des basaltes, des brachytes, des laves, des granits provenant de blocs erratiques, etc. La teneur en radium a varié entre 0 et 4.10^{-10} gr. par gramme de matière; celle en thorium de 0,14 à $1,84.10^{-5}$ gr. par gramme. Il est intéressant que des échantillons de nature entièrement dissemblable, mais provenant d'un même endroit, ont donné des nombres très voisins entre eux; la constance du rapport radium : thorium est aussi digne de remarque.

L. Kolowrat.

Les sources chaudes de l'Islande. — Thorkelsson Th. (*Mémoires de l'Académie royale des Sciences et des Lettres de Danemark, Section des Sciences*, 8 (1910) 181-264]. — Ce mémoire contient un compte rendu détaillé d'une expédition faite par l'auteur en été 1906, pour étudier la composition et la radioactivité des gaz dégagés par les sources chaudes de l'Islande. L'aspect et les propriétés de ces sources sont très variés; les unes sont des solfatares, mares ou étangs d'eau trouble et fumante, entourés de dépôts sulfureux; d'autres sont des bassins d'eau claire alcaline. La température des sources varie entre 17° et 100°; certaines sont en ébullition constante et projettent continuellement de la vapeur; enfin il y a des geysers, véritables volcans d'eau ou de boue, dont les éruptions ont lieu pour la plupart à des intervalles réguliers et très rapprochés.

Pour chaque source, on a fait d'une part le dosage de l'émanation contenue dans les gaz; d'autre part, on a recueilli les gaz dans des vases qu'on scellait ensuite, afin de pouvoir les analyser au laboratoire après le voyage. La composition du gaz s'est trouvée être très variable, suivant le caractère de chaque source particulière; ainsi les gaz des solfatares contiennent beaucoup de H^2S; ceux des sources limpides consistent surtout en azote, lequel d'ailleurs vient probablement de l'atmosphère plutôt que des profondeurs de la terre; les sources où il y a des dépôts silicieux dégagent du CO^2. D'après l'auteur, les gaz H^2, CO^2 et H^2S sont les seuls qui proviennent de l'intérieur de la terre. On a généralement pu constater la présence de tous les cinq gaz inertes, en particulier de l'argon et de l'hélium

[illegible] établir une communication électrique entre la cage de l'électroscope et le cylindre du condensateur, puis on charge la feuille. Par suite de l'ionisation de l'air dans le [illegible] où elle passe devant une division arbitrairement choisie du [illegible] tomber; on note le moment où elle passe une seconde fois [illegible] qu'il n'est pas nécessaire de connaître la sensibilité de l'électroscope ni de la maintenir constante pendant toute la durée des mesures; d'autre part la f.é.-m. V n'étant que de plusieurs volts, son emploi ne complique pas l'appareillage d'une façon qui serait préjudiciable aux travaux en campagne.

Pour opérer plus rapidement, on n'attendait pas que l'émanation fût en équilibre avec son dépôt actif, mais on [illegible] pas eu du tout; la plus grande quantité mesurée a été de [illegible] présence d'émanation de thorium ou d'actinium. On a aussi examiné les boues et les sédiments pris dans le voisinage des sources; mais ils n'ont jamais montré une activité qui fût appréciable dans l'appareil employé, bien que celui-ci eût pu déceler une activité 20 ou 50 fois supérieure à celle des roches communes.

Outre la description détaillée des méthodes de dosages [illegible] ainsi, on y trouve une discussion de la théorie des geysers; la condition essentielle à leur fonctionnement périodique est, suivant l'auteur, l'existence d'une poche souterraine reliée à l'extérieur par un canal assez étroit pour pouvoir être engorgé par des bulles de gaz. A la fin du mémoire, [illegible]

L. K.

REVUE DES LIVRES

Traité de chimie générale par W. Nernst, [illegible] par A. Corvisy. Deuxième partie [illegible] p., Bellamy éd., Paris, 1911. [illegible]

L'ouvrage bien connu du célèbre professeur de Berlin, [illegible] chimiste doit savoir de physique. Le volume qui est devant nous représente environ la moitié de l'ouvrage entier; il est divisé en deux parties, dont la première est d'un caractère plutôt physique; elle traite des propriétés générales de la matière à l'état gazeux, liquide et solide, puis des propriétés des mélanges physiques en général, et des solutions étendues, en particulier; ces dernières sont traitées [illegible] *cule*, contient tout d'abord l'exposé de la théorie atomistique, puis un chapitre sur la théorie cinétique des gaz. On entre ensuite dans le domaine familier à ceux qui s'occupent de chimie physique : détermination des poids moléculaires, liaison entre la composition des corps et leurs propriétés physiques, phénomènes de dissociation des gaz, phénomènes de dissociation électrolytique, propriétés des alliages métalliques, propriétés des colloïdes; les théories de l'ionisation des gaz et la radioactivité y trouvent également un traitement succinct. Le reste de l'ouvrage formera un second volume qui sera consacré aux équilibres et à la dynamique chimique. La traduction française est faite et éditée avec le plus grand soin; d'aucuns trouveront cependant que le traducteur respecte parfois trop le style de l'original qui n'est pas toujours fait pour plaire au lec- [illegible] et plus serré.

L. Kolowrat.

Cours de physique. Troisième partie : Électricité et magnétisme. — **Bouasse** (H.) [1 vol., 16-25, 412 p., Delagrave, Paris, 12 fr.].

Le nouveau volume du cours de M. Bouasse sera certainement accueilli avec intérêt par tous les physiciens; cet ouvrage est complet, homogène, original et moderne. Il n'est pas facile, à l'heure actuelle, de donner un exposé d'ensemble des doctrines relatives aux phénomènes électriques et magnétiques, car les bases mêmes de ces doctrines sont beaucoup moins stables que cela n'a lieu dans les autres parties de la physique; aussi faut-il apprécier la façon dont l'auteur s'est acquitté de sa tâche, et constater avec satisfaction la forte impression d'unité et d'homogénéité qui se dégage de la lecture de son ouvrage. L'originalité du livre n'est non plus son moindre mérite; car la personnalité de l'auteur se sent en quelque sorte derrière chaque explication et chaque démonstration, alors même qu'il s'agit de choses tout à fait classiques. Enfin, une caractéristique importante de l'ouvrage est l'effort constant de se maintenir au niveau de la science actuelle et de se mettre au point de vue de ceux qui prennent part au travail quotidien de son avancement et non seulement de ceux qui se bornent à en considérer les résultats acquis.

L'ouvrage débute par une introduction mathématique sur les vecteurs, les flux et les potentiels; l'auteur estime, en effet, qu'il est utile de séparer les difficultés purement mathématiques de celles d'interprétation physique; c'est de la même idée qu'étaient partis par exemple Foppl et Abraham, en mettant au début de leur livre sur l'électricité une introduction sur les éléments du calcul vectoriel. M. [illegible] ce calcul; mais il prend bien soin de dégager la signification de ses notions fondamentales. Le chapitre sur les po- [illegible] de la polarisation; on y établit toutes les formules qui seront nécessaires plus tard, aussi bien dans la théorie de l'aimantation que dans celle des milieux diélectriques. Il [illegible]

La distribution générale des matières doit être caractérisée comme très rationnelle. On commence par l'électrostatique au point de vue de la loi de Coulomb; on introduit ensuite les propriétés des diélectriques et on passe à la théorie de Maxwell reposant sur la notion de la détermination d'un milieu. On continue par les propriétés des champs magnétiques, produits par les aimants permanents d'une part, par les courants d'autre part. La troisième grande division du livre commence par les propriétés fondamentales des courants; on introduit ensuite l'hypothèse des électrons de conduction; la propagation du courant dans un conducteur ayant une capacité est illustrée par les propriétés des câbles sous-marins. La théorie moderne des courants dans les gaz ionisés est exposée ensuite dans ses fondements généraux; le mouvement d'une particule électrisée dans un champ électromagnétique donné est traité comme une application des formules du champ. La théorie des phénomènes d'induction forme la quatrième partie de l'exposé; après ce qui avait été dit dans la préface sur le « système des *curls* de Maxwell », on s'attendrait à ce que ce système fût ici mis en honneur un peu plus qu'il ne l'a été; il y est présent certainement, mais sous une forme plutôt latente. Il faut remarquer du reste que les développements de la théorie électromagnétique de Maxwell ne font pas partie de ce volume, mais sont réservés à un volume spécial intitulé Electroptique.

Après en avoir fini avec les théories générales, l'auteur consacre les chapitres suivants aux applications : courants alternatifs, étude des coefficients magnétiques des corps, hystérésis, propriétés des électro-aimants, des dynamos, des alternateurs et des transformateurs. L'auteur est partout sobre de détails expérimentaux; mais, ainsi qu'il le dit lui-même avec justesse, ses yeux ne quittent jamais l'expérience. La liaison des théorèmes avec la réalité des phénomènes reste constante ici comme dans le reste de l'ouvrage, et l'auteur a raison de dire, à ce point de vue, que son cours est un cours expérimental. Ceci ne signifie pas qu'un lecteur abordant pour la première fois une étude sérieuse des phénomènes électriques et magnétiques n'ait pas avantage à consulter, parallèlement au cours de M. Bouasse, un autre traité où le côté expérimental des choses soit présenté d'une façon moins schématique.

Je crains que maint lecteur de ce journal ne trouve un peu sommaire le traitement réservé à la radioactivité; celle-ci est en effet prise à l'état où elle a été il y a plus de dix ans, et on a semblé ignorer les travaux fondamentaux des derniers temps, contrairement à ce qui a été fait dans d'autres parties du volume. Je me permettrai seulement de citer en entier, à titre de curiosité, le passage qui a trait à la série des produits de transformation du radium : « Une substance placée dans le voisinage du radium acquiert les propriétés du radium et les conserve après l'éloignement de celui-ci, pendant un temps qui peut atteindre plusieurs heures. On dit qu'il y a radioactivité induite. On admet qu'il y a une émanation extrêmement subtile, incapable de traverser un solide. On ne sait rien de sa nature. »

L. Kolowrat.

Die Radioaktivität. — Curie (Mme P.), t. I [1 vol., 16 × 24, XV + 419 p., *Akademische Verlagsgesellschaft*, Leipzig, 1911].

Nos lecteurs connaissent suffisamment le traité magistral de Mme Curie; il a d'ailleurs fait ici même l'objet d'une analyse détaillée par M. Rutherford [*Radium*, **8** (1911) 94]. Nous n'avons donc qu'à constater avec satisfaction que l'édition française a été suivie, à un intervalle relativement court, de la traduction allemande, que le premier volume de cette traduction, qui paraît par livraisons, est complètement achevé en ce moment, et que la traduction se présente comme très soigneusement faite, tant au point de vue de la fidélité qu'à celui de l'aspect extérieur; le portrait de Pierre Curie, ainsi que les autres tables faisant partie du premier volume ont été conservés dans la traduction. Le prix des deux volumes du traité, pris par souscription (24 marks), est le même que pour l'édition originale.

L. Kolowrat.

Acht Vorlesungen über theoretische Physik. — Planck (M.) [1 vol., 15 × 23, 127 p., Hirzel, Leipzig, 1910].

Série de conférences faites par l'auteur à l'Université de New-York, au printemps 1909; le lecteur rencontrera dans ces pages maintes choses qu'il aura connues par des publications antérieures de l'auteur, mais aussi des idées entièrement nouvelles et des exposés originaux.

La première conférence a pour titre « réversibilité et irréversibilité »; elle sert de développement à un travail publié antérieurement [« L'unité dans la représentation physique de l'univers », *Phys. Zeitschr.*, **10** (1909) 62]. Dès le début, l'auteur se déclare adversaire de la thèse pragmatiste qui fait consister l'objet de la science à ranger les données des sens sous un ensemble de lois, afin que nos idées s'adaptent à nos sensations de la façon la plus « économique », c'est-à-dire la plus conforme à notre intérêt dans la lutte pour l'existence. Un tel point de vue est inadmissible, d'après Planck, ne fût-ce que pour cette seule raison que le développement de la physique théorique s'est fait en réalité dans une direction toute différente; non seulement la physique n'a-t-elle jamais pris soin de s'adapter aux données des sens humains, mais elle s'est de plus en plus affranchie de tout anthropomorphisme et s'est séparée autant que possible de l'individualité du physicien. Par exemple, l'acoustique, l'optique ou la théorie de la chaleur ne se sont occupées au début que des données immédiates des sens spécifiques correspondants; mais à l'heure actuelle, le son et la couleur sont définis par leur nombre de vibrations, et la température par la dilatation d'une substance thermométrique, toutes choses indépendantes de la nature humaine. De même, le principe de conservation de l'énergie a pris ses racines dans cette constatation qu'il est impossible à l'homme de réaliser le mouvement perpétuel, c'est-à-dire de créer du travail du néant; au contraire, sous sa forme actuelle, ce principe s'énonce sans qu'on tienne compte d'aucun point de vue humain ou technique. Quant au second principe de la thermodynamique, il garde encore une empreinte anthropomorphe, si on le fait consister à affirmer qu'il existe dans la nature des phénomènes, dits irréversibles, qu'on ne peut d'aucune façon faire aller en arrière; en parlant ainsi de la possibilité d'exécuter telle ou telle modification dans la nature, on introduit ici une certaine dose d'éléments anthropomorphes. Mais la distinction entre les phénomènes réversibles et irréversibles est certainement d'une essence plus profonde, et doit pouvoir être rendue indépendante de tout recours aux facultés humaines; ceci est possible, si l'on quitte le terrain de la thermodynamique pure et qu'on s'adresse aux conceptions atomistiques. Pour affranchir le second principe de toute considération relative aux possibilités humaines, on doit recourir à la notion de probabilité, en définissant, avec Boltzmann, l'entropie d'un système dans un état donné, au moyen de la probabilité pour le système de prendre cet état. Cette définition entraîne aussitôt, comme conséquence importante, la nécessité d'une conception atomistique, car on ne peut parler de probabilité que lorsqu'on opère sur un ensemble discontinu d'éléments isolés et semblables entre eux. Il se

[illegible] il faut exclure comme ne se produisant pas dans la nature, toutes les configurations du système qui satisfont à quelque condition spéciale, par exemple, [illegible] les molécules d'un même groupe [illegible] les vitesses [illegible] entre elles. Si tous les phénomènes satisfont ainsi à la condition d'être entièrement [illegible] dans leurs éléments, on peut montrer que la considération des valeurs moyennes, seules accessibles à l'observation « macroscopique », conduit précisément à la notion d'irréversibilité et au principe d'accroissement de l'entropie.

Les raisonnements qu'on établit dans cet ordre d'idées s'appliquent tout d'abord à la thermodynamique d'un système de points matériels, tel qu'on le considère dans la théorie cinétique des gaz; c'est le mérite de Planck que de les [illegible] à la théorie du rayonnement. De même que l'état d'un gaz est défini par les coordonnées et les vitesses de toutes les molécules qui le composent, de même l'état d'un résonnateur soumis à un rayonnement est déterminé par les amplitudes et les phases de chacune des vibrations simples dont la superposition forme, suivant la formule de la série de Fourier, la vibration réelle du résonnateur. Ces amplitudes et ces phases satisfont à la condition [illegible] et les considérations de probabilité permettent de calculer l'énergie et l'entropie du résonnateur, et de résoudre le problème fondamental de la théorie du rayonnement, à savoir celui de la liaison entre l'énergie et la température. Bien entendu, ces considérations exigent ici, comme auparavant, une structure atomique des grandeurs en question; ici c'est l'énergie qu'il faut supposer formée d'éléments indivisibles.

La suite des idées de l'auteur, esquissée dans ce qui précède, est interrompue de temps en temps par des chapitres qui servent d'illustrations aux principes généraux. Ainsi, la deuxième conférence traite de l'équilibre thermodynamique dans les solutions diluées; la quatrième, de l'équation d'état d'un gaz parfait, déduite de considérations [illegible] Les deux dernières conférences ne sont pas intimement liées aux précédentes, mais n'en présentent pas moins un intérêt considérable; l'une d'elles a trait au principe de moindre [illegible]

L. Kolowrat

The Theory of Electrons and its applications to the phenomena of light and radiant heat par H. A. Lorentz [illegible] Leipzig, 1909.

[illegible] systématisées par l'auteur, en même temps qu'elles ont [illegible]

le domaine de l'électromagnétisme, dans l'étude de l'émission et de l'absorption de la chaleur, dans l'explication du phénomène de Zeeman, dans l'optique des milieux matériels au repos ou en mouvement. Dans chacun de ces domaines la théorie des électrons doit à H. A. Lorentz des contributions de première importance. Sur bien des points il est le premier à avoir suggéré les hypothèses, en même temps qu'il a su en tirer les conséquences les plus cachées. On ne s'étonnera donc pas de voir que ce livre est presque entièrement composé de matériaux originaux. L'auteur n'a eu qu'à puiser dans ses propres mémoires pour en tirer l'essentiel de son exposé. Ceux qui ont la bonne fortune d'avoir lu en détail les travaux de Lorentz, savent combien on y rencontre de netteté, de concision, de clarté véritable. Toutes ces qualités se retrouvent dans le livre dont nous parlons, l'auteur semble même avoir pris à tâche d'épargner au lecteur tout ce qui n'est pas strictement indispensable à la rigueur des résultats.

Par une innovation heureuse, il a rejeté en notes à la fin du volume toutes les démonstrations mathématiques, longues ou délicates. De la sorte, la suite des idées se poursuit sans interruption; le lecteur méthodique trouvera en notes tous les calculs, réduits d'ailleurs à la forme la plus brève et la plus élégante. Avec un peu de soin, il retrouvera dans ces notes tout l'essentiel des Mémoires de Lorentz, qu'il est parfois difficile de se procurer, et qui sont pour la plupart condensés ici en quelques pages. Une attention un peu plus soutenue lui permettra d'apercevoir en maints endroits des perfectionnements de calcul, des précisions de raisonnement qui constituent de réelles innovations. A propos du phénomène de Zeeman anormal, à propos du mécanisme de l'absorption par rayonnement, à propos de la théorie statistique de la radiation et dans bien d'autres passages, l'auteur a ajouté des remarques essentielles, de suggestives indications. Le chapitre le plus important de l'ouvrage, celui qui est consacré à l'optique des corps en mouvement, est une mise au point des difficultés les plus grandes de la théorie électronique, en ce qui touche l'*aberration de la lumière* et la célèbre *contraction de Lorentz*. Le sens historique et critique de l'auteur ne le cède ici en rien à la puissance d'hypothèse et de déduction. Il paraît difficile de trouver ailleurs un exposé d'une impartialité plus haute touchant des questions encore si débattues. Le point de vue de Lorentz est et demeure celui du physicien. Partant des faits les mieux établis (expériences de Michelson et Morley), il en tire avec rigueur les conséquences les plus éloignées, sans introduire d'autres hypothèses que celles dont on convient implicitement dès qu'on écrit les équations fondamentales. Le *théorème des états correspondants* (théorème de la relativité de Minkowski-Einstein) est énoncé comme un fait mathématique dont l'interprétation se fait par induction. C'est par induction que nous sommes amenés à pressentir le *principe de relativité*, que Lorentz s'abstient d'ériger en axiome, et dont il se contente de montrer l'origine. A ce point de vue, l'exposé de Lorentz vient se [illegible] Sommerfeld, Planck, Minkowski, etc., qui procèdent, *a priori*, d'une façon abstraite et mathématique. Si cette seconde façon de voir a pour elle plus de simplicité, plus de fécondité logique, plus de cohésion, la méthode de Lorentz aura toujours pour elle un souci plus grand de la vérité physique, de l'enchaînement historique, une part moindre d'hypothèses et de postulats. Le petit livre où elle est exposée demeure un monument de la physique moderne.

Léon Bloch.

Imprimerie Frémont, Paris. — Imp. Lorette, 9, rue de Fleurus.

MÉMOIRES ORIGINAUX

Sur une tentative faite pour déceler la conductibilité électrique du radium D

Par L. KOLOWRAT

Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de M. Curie.

Lorsque de l'émanation se détruit spontanément dans un volume clos, il se forme sur les parois un dépôt de ses produits à évolution rapide, lesquels se transmutent à leur tour en RaD. Si des surfaces chargées négativement sont présentes dans le volume, le dépôt se fait de préférence sur ces surfaces; mais si tout est au même potentiel, il semble probable *a priori* que le RaD doive former une couche d'épaisseur uniforme tapissant les parois. On a toutes les raisons pour supposer que le RaD possède les propriétés d'un métal; cependant, dans les conditions ordinaires, c'est-à-dire en présence d'air, les atomes métalliques entrent probablement en combinaison avec l'oxygène aussitôt formés, et la couche active consiste principalement en produits d'oxydation du RaD. Si toutefois on arrive à n'avoir, à l'intérieur du volume considéré, que des gaz n'attaquant pas le RaD, on pourrait espérer obtenir une couche métallique qui eût une conductibilité mesurable. Il faut pour cela, premièrement, éliminer d'une façon complète l'oxygène et les gaz qui donnent de l'oxygène par décomposition en présence d'émanation (tel est par exemple l'anhydride carbonique); car les quantités de RaD auxquelles on aura affaire seront de l'ordre du millième de milligramme, même si l'on utilise une solution contenant plusieurs décigrammes de radium, et un divième de mm³ d'oxygène suffira pour une oxydation complète. Il faut, en second lieu, que le volume où l'on enferme l'émanation soit extrêmement petit, car ce n'est qu'alors que la faible quantité de métal pourra donner une couche assez épaisse pour que la conductibilité en soit normale. On sait, en effet, que la résistance des couches métalliques minces ne varie en raison inverse de l'épaisseur que lorsque celle-ci n'est pas trop faible; pour des épaisseurs qui ne sont plus très grandes par rapport aux dimensions moléculaires, la résistance augmente tout à fait hors de proportion. Ainsi, selon M. Vincent[1], la résistance d'une couche d'argent est inversement proportionnelle à l'épaisseur jusqu'à 5.10^{-6} cm, mais une couche de $5{,}6.10^{-6}$ cm n'est plus conductrice; de même, d'après miss Stone[2], le produit de la résistance d'une couche d'argent par son épaisseur commence à subir une augmentation rapide entre 5 et 7.10^{-6} cm. Pour le platine déposé par pulvérisation cathodique, Longden[1] a trouvé des nombres du même ordre de grandeur; il dit, par exemple, que si une couche de 2.10^{-5} cm d'épaisseur a une résistance de plusieurs ohms, une couche dix fois plus mince aura plusieurs centaines d'ohms de résistance, et une couche cent fois plus mince, plusieurs centaines de milliers ou même plusieurs millions d'ohms. Patterson[2] a observé que la résistance des couches cathodiques de platine était normale jusqu'à 10^{-6} cm, et qu'une montée rapide commençait entre 0,8 et $0{,}5.10^{-6}$ cm. Pour que l'expérience avec le RaD puisse réussir, il faut donc que l'épaisseur du dépôt, supposé uniforme, soit au moins de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} cm; ceci conduit à des dimensions très petites de l'appareil, étant donnée la faible quantité de matière dont on dispose. Par exemple, 0,25 gr de Ra (élément) accumulent en six jours 1 mm³ d'émanation, soit 10^{-6} gr, et ce sera aussi le poids approximatif du RaD formé. Supposons que cette émanation soit introduite dans un tube cylindrique de 5 mm de longueur et de 0,2 mm de diamètre intérieur, que le RaD se distribue uniformément sur la surface et que sa densité soit égale à 8, comme celle du plomb; le calcul montre alors que la couche de RaD aura une épaisseur de 4.10^{-6} cm, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur voulu. Si les deux bases du cylindre sont constituées par des électrodes métalliques et que sa surface latérale soit isolante, on peut calculer facilement la résistance que l'on aura entre les électrodes après que la couche de RaD se sera formée; en admettant que la résistance spécifique soit égale à celle du plomb, soit à 0,2 par rapport au mercure, on trouve qu'une couche de 4.10^{-6} cm déposée sur la surface latérale aura une résistance de 40 ohms. L'effet auquel on doit s'attendre dans les hypothèses faites est donc considérable.

Il n'est pas très difficile de préparer en verre des tubes à électrodes ayant les dimensions requises.

1. *Journ. de Phys.* 9 1900 [illegible]
2. *Phys. Rev.* 6 1898 1

1. *Proc. Roy.* 11 1900 [illegible]
2. *Phil. Mag.* 4 1902 652

[illegible] d'une capacité variant entre 0,1 et 1 mm³ environ. La forme indiquée sur la fig. 1, avec un agrandissement de 5 à 4 environ. Les électrodes étaient des fils de platine de 0,2 mm de diamètre, et le diamètre intérieur du verre était [illegible] suffisant pour contenir ce fil. On commençait par étirer au diamètre exigé un tube capillaire ayant les parois d'une épaisseur convenablement choisie, puis on bouchait l'une des extrémités, on plaçait les deux fils de platine *d* et *e* en soufflant dans l'autre extrémité, on ménageait l'étranglement *c*, on débouchait le bout terminé et on argentait tout l'intérieur du tube, sauf sur une zone centrale entre les électrodes; à cet effet, on fixait le tube verticalement, on aspirait la solution argentifère jusqu'au niveau de l'électrode inférieure, on laissait le dépôt se former, puis on retournait le tube et on agissait de même avec l'autre extrémité. On fermait ensuite le tube à la flamme en *f*, on grattait le dépôt d'argent dans la partie *bc* afin de la laisser transparente, et on soudait en *b* un tube de 3 mm de diamètre, destiné à relier le tout à l'appareil qui servait à condenser l'émanation. L'argenture des tubes devait servir, selon mon idée primitive, à assurer un bon contact entre les électrodes et le dépôt actif qui allait se déposer sur le verre; mais il s'est trouvé qu'elle était rongée peu à peu en présence de l'émanation et finissait par devenir presque entièrement transparente. J'ai néanmoins continué à argenter mes tubes de la façon décrite, pensant qu'il s'agissait d'une [illegible] qui se formait aux dépens des traces d'oxygène libre et qui pouvait facilement fixer cet oxygène en excès.

Fig. 1.

La résistance entre les électrodes des tubes ainsi préparés à température ordinaire était supérieure à un mégohm. D'autre part, on a pu constater que le contact entre le platine et l'argent était bon, car un tube électrique, mais argenté sur toute sa longueur, a présenté une résistance de 1 80 ohms environ après avoir été préparé, et de 5,87 ohms après qu'on eut modifié son dernier bouts (*f* et *b*) à la flamme.

L'appareil [illegible] constituait le [illegible] Concentration [illegible] pendant plusieurs jours par une solution de 0,5 gr de $BaCl_2$ 0,27 gr de HCl [illegible] le [illegible] [illegible] et [illegible] par du mercure dans un des petits tubes à électrodes, fixé à l'appareil dans une position verticale. On fermait alors le tube en *c*, soit à l'aide d'une toute petite flamme de gaz, soit encore au moyen d'un fil de platine mince enroulé autour de l'étranglement et rougi par un courant. Il ne restait plus alors qu'à mesurer, de temps à autre, la résistance du tube, à l'aide d'un pont de Wheatstone, afin de voir si elle ne diminuait pas à mesure qu'il se formait du RaD.

La méthode utilisée pour séparer l'émanation ne diffère pas essentiellement de celles dont se sont servis MM. Rutherford et Ramsay d'une part, M. Debierne de l'autre; elle consiste à éliminer la majeure partie des gaz par des réactions chimiques appropriées, puis à condenser l'émanation dans un tube plongé dans de l'air liquide, et à extraire les gaz non condensés à l'aide d'une trompe à mercure. Dans une partie des expériences, je me suis servi d'un appareil (fig. 2)

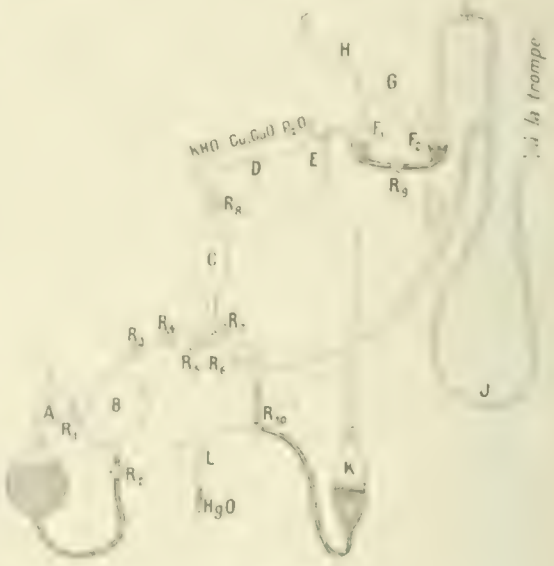


Fig. 2.

[illegible] d'un dispositif spécial qui permettait de ne pas faire le vide directement sur l'émanation condensée, afin de ne pas en entraîner dans la trompe : on sait en effet que l'émanation possède une tension de vapeur appréciable même à la température de l'air liquide. L'appareil comportait en outre une burette à explosion [illegible] qui servait à mesurer le volume d'hydrogène contenu dans le mélange [illegible] qui dégage la solution radifère.

Sur la fig. 2, A est un tube contenant la solution de $BaCl_2$, B un ballon qui sert à accumuler l'émanation. Après un temps d'accumulation convenable, on fermait le robinet R_1, on ouvrait R_2 et R_3 et on poussait le gas au moyen de mercure qui ne devait arriver jusqu'en R_3 ; bien entendu, tout l'appareil, à partir du robinet R_2, était préalablement évacué à l'aide de la trompe à mercure, jusqu'à un vide de 1 cm de [illegible]

de 0,0001 mm. Avant d'évacuer l'appareil, on le lavait à plusieurs reprises avec de l'hydrogène électrolytique, en y faisant le vide, en introduisant l'hydrogène par R_1, en le laissant séjourner pendant plusieurs heures dans l'appareil et en l'enlevant ensuite à la trompe.

Lorsque le mercure était parvenu en R_4, on fermait R_4 et on se servait, pour refouler le gaz dans C, du mercure contenu dans le récipient K. On mesurait le volume, on provoquait l'explosion du mélange tonnant, puis on faisait redescendre le mercure jusqu'en R_{10} et on introduisait un peu d'oxygène obtenu par la chauffe d'oxyde de mercure contenu en L. On continuait à faire passer l'étincelle et à ajouter de nouvelles quantités d'oxygène, jusqu'à ce que le volume du gaz ne cessât de diminuer par le passage de l'étincelle[1]; on ouvrait alors R_8 et on faisait passer le gaz dans le tube D contenant de la potasse, du cuivre chauffé au rouge, de l'oxyde de cuivre, également chauffé au rouge, et de l'anhydride phosphorique; ces substances servaient à absorber respectivement les gaz CO_2, O_2, H_2 et H_2O. Le tube D était relié au tube E destiné à la condensation de l'émanation, et au dispositif F_1F_2 qui n'était autre chose qu'un robinet à mercure jouant le rôle d'un robinet ordinaire à trois voies; on sait, en effet, que l'émanation débarrassée de CO_2 ne doit plus être mise en contact avec des robinets graissés. Dans la position représentée sur la figure, le robinet à mercure est ouvert, et D se trouve en communication aussi bien avec G qu'avec la trompe; mais si on incline légèrement tout l'appareil à gauche et qu'on ferme ensuite le robinet R_9, le mercure coupera la communication en F_1, et une différence de pression se produisant entre D et G ne fera qu'élever le mercure dans le tube vertical[2]; la pression que le robinet peut supporter ainsi est de plusieurs centimètres, ce qui était suffisant en l'espèce. Si, au contraire, on incline l'appareil à droite, F_2 est fermé et D est mis en communication avec G. Pour permettre le mouvement de bascule nécessaire, toutes les parties de l'appareil, à partir de R_1, étaient fixées à un même support de fonte; le tube de verre entre R_3 et R_4 était coupé aussitôt qu'on avait fait arriver le mercure jusqu'en R_4; quant à la communication avec la trompe, elle était constituée par un tube de plomb flexible J.

Pendant que l'émanation était en contact avec les substances chimiques, le robinet à mercure était fermé en F_1, et un vide parfait était maintenu en G. Lorsqu'on pouvait penser que l'absorption des gaz était terminée, on entourait d'air liquide le tube E et on faisait remonter le mercure jusqu'au voisinage de E; après un temps suffisant, on basculait l'appareil à droite, on faisait passer ainsi en G les gaz non condensés, on rétablissait l'inclinaison à gauche et on retirait les gaz de G par la trompe. On répétait ces mouvements quatre ou cinq fois, et on n'avait plus en E qu'une pression négligeable. On laissait alors l'appareil dans la position inclinée à droite, on enlevait l'air liquide et on permettait à l'émanation de diffuser dans G; on faisait monter le mercure de K qui refoulait les gaz dans G, puis dans le tube H contenant les mêmes réactifs que D; après avoir été soumise à leur action, l'émanation purifiée était introduite dans le tube à électrodes fixé sur la partie supérieure de H, et on scellait le tube, en faisant attention de ne pas y laisser pénétrer du mercure.

Ce dispositif un peu compliqué ne m'a servi que dans une partie du travail. Au cours d'expériences entreprises simultanément avec les miennes, M. Duane a élaboré un appareil plus simple qui lui a permis de purifier l'émanation sans perte notable, quoique le tube contenant l'émanation condensée y ait été mis en communication directe avec la trompe. Par suite de cette constatation, j'ai eu recours, dans le reste de mes expériences, à un dispositif semblable à celui de M. Duane. Ce dispositif ne m'a toutefois pas permis de réduire l'émanation à son volume théorique: il restait toujours une fraction de mm³ de gaz étrangers, condensables pour la plupart. Du reste, l'appareil à radium dont je me suis servi (AB sur la fig. 2) était construit d'une façon défavorable à une purification facile, car la graisse des robinets produisait beaucoup de gaz condensables (CO_2, hydrocarbures) sous l'action de l'émanation et s'abîmait en outre assez rapidement, en donnant lieu à de petites fuites d'air, ce qui se traduisait par la présence d'azote dans le gaz à purifier.

Jusqu'ici, les résultats obtenus n'ont pas répondu à l'attente, et je n'ai pu observer aucune augmentation de conductibilité causée par la formation du dépôt actif. Il y a eu en tout trois expériences qui aient abouti à enfermer dans un tube à électrodes une quantité suffisante d'émanation[1]. Dans la première, le tube contenait au moment de la fermeture 20 millicuries d'émanation[2]. Comme toujours, le dépôt

1. L'emploi de la burette eudiométrique n'était pas d'une nécessité absolue, puisque l'oxygène et l'hydrogène devaient être absorbés chimiquement par la suite; mais il m'a paru intéressant de faire cette expérience, afin d'examiner de plus près certaines anomalies observées dès le début. L'excès d'hydrogène dans le gaz dégagé par la solution a toujours été de l'ordre de 10 pour 100 par rapport au volume total, c'est-à-dire notablement supérieur à celui qu'on aurait dû avoir selon les données les plus récentes de M. Ramsay (1 pour 100 environ); la différence peut s'expliquer par l'action de l'émanation sur la graisse des robinets R_1, R_2, R_3. Lorsqu'une explosion avait eu lieu, on remarquait qu'en produisant une série continue d'étincelles, on faisait diminuer graduellement le volume du gaz, surtout si la décharge était assez nourrie pour que les extrémités des électrodes fussent incandescentes; cet effet était probablement dû à la combinaison de l'oxygène avec l'azote présent.

2. Ce tube doit avoir un diamètre intérieur suffisant, par exemple 7 mm.

1. Plusieurs autres n'ont pas donné de résultat, surtout à cause d'accidents survenus au moment de la fermeture, opération assez délicate lorsqu'il s'agit de ne pas abîmer le dépôt d'argent.

2. Cette quantité d'émanation est en équilibre avec 1 gr. de Ra élément.

d'argent [illegible] dès le premier ou le deuxième jour, mais, trois ou quatre jours après la fermeture, j'ai aperçu, au milieu de la région laissée à nu entre les électrodes (cette région avait ici 7 mm de longueur) un anneau brun, de 1 mm de largeur environ, brillant d'un reflet métallique en lumière réfléchie. Cet anneau s'est conservé pendant les trois jours suivants, puis s'est dégradé peu à peu et a fini par disparaître, en ne laissant que des traces à peine visibles au microscope. Lorsque j'ai chauffé ensuite le tube, le verre s'est décoloré, mais l'anneau n'a pas reparu. Il n'est pas déraisonnable de supposer (ainsi que l'a fait M. Ramsay dans un cas analogue[1]) que cet anneau ait été constitué par du RaD métallique; ce RaD aurait commencé à se former après fixation de l'oxygène par l'argent, et aurait été oxydé à son tour très lentement par les quantités infinitésimale d'oxygène qui pouvaient rester encore dans le tube ou qui se seraient nouvellement formées par dissociation des substances présentes. De toute façon, il est curieux que le dépôt ne se soit pas fait uniformément, mais en forme d'un anneau situé à égale distance des deux électrodes[2].

Dans la deuxième des trois expériences, je n'ai laissé que 1 mm environ de verre entre les électrodes; le dépôt d'argent [illegible] plus mince que dans le cas précédent. La quantité d'émanation enfermée a été de 125 millicuries; il y avait aussi une petite quantité de gaz condensable, de sorte que pour forcer tout le gaz à entrer dans le tube il a fallu en refroidir la pointe par un peu d'air liquide. Aucun dépôt visible n'a été observé dans ce tube; la différence entre ce résultat et le précédent peut être attribuée à ce que la quantité d'oxygène (provenant surtout de la dissociation de CO_2) était ici plus grande, et la quantité d'argent plus petite.

Le troisième tube n'a pas été argenté, mais j'y ai introduit, entre *c* et *f*, deux petits morceaux de fil de cuivre réduit, de 0,1 mm de diamètre. L'appareil a été lavé à l'hydrogène avec plus de soin encore que de coutume, et j'ai fait passer une décharge d'une bobine d'induction entre les électrodes pendant que le tube était rempli d'hydrogène, d'abord à la pression atmosphérique, puis sous pression réduite. Le tube contenait 120 millicuries d'émanation lors de sa fermeture. Après la destruction de l'émanation, j'ai observé, auprès de l'extrémité de chaque électrode (c'est-à-dire aux endroits où il ne restait qu'un espace étroit entre le fil et le verre), un dépôt obscur se prolongeant vers le milieu du tube; il restait entre les deux dépôts une solution de continuité sur une longueur de plusieurs dixièmes de mm. La résistance de ce tube a été supérieure à 10^{6} ohms, comme dans tous les autres cas.

Si l'on admet que les dépôts visibles obtenus dans deux cas sur trois étaient vraiment constitués par les produits de désintégration de l'émanation, ces expériences montrent que *dans un tube muni d'électrodes, le dépôt actif ne se fait pas d'une façon uniforme, mais se condense à certains endroits déterminés par la position des électrodes et par la forme du tube*. Il est donc moins facile qu'on ne le pouvait penser au premier abord, d'observer la conductibilité électrique d'un dépôt de RaD; mais il n'est pas dit que cela ne soit pas possible avec une disposition particulière des électrodes, laquelle serait du reste encore à trouver.

(Manuscrit reçu le 4 Octobre 1911.)

[1] [illegible] 84 [illegible] 210.

[2] [illegible]

Sur la pureté des raies spectrales lorsque l'intensité varie rapidement

Note au travail « La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman »[1]

Par A. COTTON

[illegible]

Au cours de l'exposé [illegible] de la théorie du phénomène de Zeeman donnée par Ritz, [illegible] que le phénomène [illegible] Fresnel [illegible] 1911, il [illegible] qu'une [illegible] Doppler [illegible] Ocagne, qui ne donne qu'une [illegible] spectroscopique. Lorsque [illegible] de donner [illegible] de la [illegible]

[1] [illegible] 8 [illegible] 1911 [illegible]

que l'amplitude a [illegible] varie rapidement en fonction du temps. Si l'on pose, par exemple, [illegible] on peut écrire [illegible]

$$[illegible] = \frac{1}{2} [illegible] + \frac{1}{2} [illegible]$$

Il serait évidemment très intéressant de pouvoir vérifier par l'expérience directe, que un tuyau primitif

tivement monochromatique donne plusieurs raies lorsqu'on fait varier périodiquement l'intensité. La vérification directe serait une excellente illustration des travaux de Gouy[1], de Lord Rayleigh[2], de A. Schuster[3] sur le rôle du spectroscope et la constitution de la lumière blanche. Je voudrais examiner rapidement dans quelles conditions on pourrait utilement tenter cette expérience qui est sans doute encore difficile, mais qui ne paraît pas cependant tout à fait impossible avec les moyens actuels.

Les meilleurs dispositifs de spectroscopie interférentielle pourraient permettre à la rigueur de constater qu'une raie est double lorsque les longueurs d'onde de ses composantes diffèrent de un millionième. Il faudra d'ailleurs, pour cela, choisir d'abord convenablement la source de lumière elle-même. Un tube à vapeur métallique, excité par une source électrique *continue*, serait, d'après Fabry et Pérot[4], la source de choix. Pour qu'on puisse constater la décomposition exprimée par l'équation (1), où n est la pulsation primitive, c la pulsation de l'amplitude, il faut donc que c soit au moins égal à $10^{-6}\,n$. Pour les rayons du spectre visible $n = 2\pi\frac{c}{\lambda}$ est égal à environ $2\pi \times 6 \times 10^{14}$: nous devons donc chercher un moyen de faire varier (sinusoïdalement par exemple) l'amplitude vibratoire de façon qu'elle s'annule 6×10^{8} fois par seconde. Les procédés mécaniques auxquels on a songé déjà[5] pour obtenir la variation rapide d'intensité du faisceau nécessaire pour l'expérience, ne paraissent donc guère applicables. Je pense que les oscillations électriques pourraient être employées avec plus de chances de succès.

Imaginons d'abord qu'on place entre deux nicols croisés un tube rempli d'un liquide ayant une grande constante de Verdet, entouré d'une hélice de quelques tours de fils. Cette hélice sera parcourue par une décharge oscillante de pulsation c. La rotation magnétique ρ étant petite et proportionnelle à chaque instant à la valeur du champ, l'amplitude transmise, qui est proportionnelle à Sin ρ ou à ρ, variera donc sensiblement proportionnellement au courant, c'est-à-dire suivant la loi voulue Cos ct, si la décharge est supposée s'effectuer suivant cette loi simple. Mais la self-induction de l'hélice magnétisante empêcherait sans doute d'obtenir, pour le courant de décharge, une fréquence suffisamment élevée.

On peut remplacer le tube à rotation magnétique par un condensateur de Kerr placé de même entre deux nicols croisés et entre les lames duquel on crée un champ électrostatique oscillant de la forme Sin ct. On peut admettre encore, pour de faibles valeurs de la biréfringence, que l'amplitude vibratoire transmise varie sensiblement comme la biréfringence elle-même. Celle-ci étant proportionnelle au carré du champ, l'amplitude vibratoire est de la forme Sin^2 ct ou $1 - \text{Cos}\, 2ct$. Une raie primitivement unique sera remplacée par trois composantes, les deux composantes latérales étant deux fois plus écartées que dans le cas précédent (pour une même valeur de c).

La biréfringence électrique du sulfure de carbone suit les variations du champ avec un retard inférieur à 10^{-8} secondes[1]; celle, 100 fois plus grande environ, de la nitrobenzine a déjà été constatée[2] dans des champs oscillants de fréquence peu inférieure à 10^{8}. L'expérience sous cette forme ne paraît donc pas *a priori* irréalisable. Il resterait cependant à savoir si dans les conditions où la fréquence du champ oscillant serait suffisante, on aurait encore assez de lumière pour un examen spectroscopique délicat.

La même vérification pourrait être tentée par un moyen plus simple encore : en étudiant directement la lumière émise par une étincelle oscillante à haute fréquence. Un même tube à vapeur métallique serait excité successivement par deux sources électriques distinctes : d'abord par une batterie d'accumulateurs donnant quelques milliers de volts — la raie considérée est alors, comme je l'ai rappelé tout à l'heure, très étroite et permet l'observation de franges d'ordre très élevé; — puis par une étincelle oscillante. Dans ce dernier cas la lumière émise doit être moins pure; les franges observées doivent s'élargir d'une quantité sensible si l'étincelle a une fréquence de l'ordre de 10^{9}, c'est-à-dire fournit des ondes électriques de quelques centimètres de longueur. Ici, comme dans les cas précédents, l'amortissement inévitable des décharges successives fait qu'on ne peut guère espérer observer qu'un élargissement, et non pas la décomposition de la raie primitive en composantes distinctes.

Manuscrit reçu le 12 août 1911.

1. Gouy, *Journ. de Phys.*, 5 (1886) 354.
2. Lord Rayleigh, *Scientific Papers*, 3, 268.
3. A. Schuster, Optique, chap. XIV (trad. all.), p. 579.
4. Fabry et Pérot, *Journ. de Phys.*, 9 (1900) 379.
5. Pierre Curie, qui avait eu connaissance d'un projet de ce genre, m'en avait parlé un an avant sa mort.

1. Abraham et Lemoine, *Journ. de Phys.*, 8 (1899) 575.
2. Eckerlein, *Phys. Zeitschr.*, 7 (1906) 600.

Sur l'émission des charges positives par les métaux chauffés

Par G. REBOUL et E. GREGOIRE DE BOLLEMONT

[illegible]

On sait qu'un métal chauffé émet des charges positives et négatives : les premières apparaissent à température relativement basse (inférieures à 500° C.), les dernières à température plus élevée.

L'émission des charges négatives (effet Edison) s'explique simplement dans la théorie électronique des métaux en admettant que, sous l'influence de leur vitesse d'agitation thermique, des électrons s'échappent du métal[1]. La production des charges positives peut aussi s'expliquer en faisant intervenir [illegible] cette même théorie [illegible] à la surface de séparation d'un métal et du milieu environnant[2].

L'émission des charges positives a fait l'objet de nombreux travaux parmi lesquels il convient de citer ceux de Richardson et de H. A. Wilson, dont les conclusions sont parfois légèrement différentes. Quant à l'origine des charges, d'aucuns l'expliquent par l'émission des gaz occlus dans le métal[3] (principalement de l'hydrogène), d'autres par l'existence d'impuretés à la surface du métal (en particulier de sels de sodium).

I

Sans insister sur ces diverses hypothèses et indépendamment de toute interprétation théorique, nous nous proposons de mettre en évidence, quand on chauffe un métal, un effet particulier qu'il nous paraît difficile de ne pas faire intervenir dans l'ionisation produite par les métaux chauffés.

On sait que toute rupture de surface est accompagnée d'ionisation intense, barbotage dans un liquide conducteur, eau acidulée, mercure..., éclatement de cristaux, etc. Quel que soit le mécanisme de cette ionisation, si nous montrons qu'à la surface d'un métal chauffé il y a rupture de surface et que l'expulsion des gaz occlus est accompagnée d'un véritable barbotage, nous aurons, semble-t-il, mis en évidence une cause possible de l'émission des charges, une explication complète du phénomène de l'émission complète [illegible].

Un rapprochement de l'émission des charges positives de la désagrégation du métal a déjà été fait par J. J. Thomson[1] dans le cas du fil de platine chauffés dans le vide, les véhicules de l'électricité seraient la poussière ou la vapeur de platine s'échappant du fil. Le point de vue auquel nous nous plaçons est légèrement différent, puisque nous voudrions montrer que l'ionisation par les métaux chauffés se rattache à l'ionisation par rupture de surface, et n'est qu'un cas particulier d'un phénomène plus général, qui comprendrait tous les cas d'ionisation faisant intervenir la surface de séparation de deux milieux.

Nous exposerons les divers faits qui montrent ces ruptures de surface d'un métal chauffé, en suivant en même temps l'étroite analogie qu'il y a entre les lois de la désagrégation du métal et celles de l'émission des charges positives.

L'étude de la désagrégation du platine sous l'influence de la chaleur et aux basses pressions a été faite par Berliner[1], Elster et Geitel[2], Nahrwold[3] et Stewart[4]. Ils ont montré que :

a) La valeur de la désagrégation produite dans un temps donné par l'incandescence d'un fil de platine diminue après un échauffement prolongé. Il y a épuisement du métal.

b) La valeur de cette désagrégation est fortement augmentée par la présence d'oxygène. Elle serait très faible dans l'hydrogène et l'azote; il semble même qu'il n'y aurait pas désagrégation du fil de platine si toute trace d'oxygène pouvait être éliminée de son voisinage.

Cette désagrégation du fil est mise en évidence par sa diminution de poids et par un dépôt de platine ou d'un composé de platine qui se forme sur les parois du tube dans lequel on fait le vide. La critique que l'on peut faire à ces expériences est la suivante : il peut y avoir distillation partielle de platine du fil chaud sur les parois froides du tube à vide.

Dans les expériences qui vont suivre, cette désagrégation est mise en évidence dans divers gaz à la pression ordinaire, le dépôt se forme sur une lame à la même température que le métal étudié.

On sait que les métaux qui émettent le plus facilement des charges quand on les chauffe, sont le cuivre et l'argent. Strutt[1] a décelé l'émission de charges positives par ces métaux à des températures atteignant 900° C. Il y a une relation entre cette

[illegible]

[illegible]

émission et la désagrégation du métal, c'est donc avec ces deux métaux que nous pourrons mettre le plus facilement en évidence cette désagrégation.

Au cours de ses expériences sur la conductibilité de l'air chaud, M. Blondlot[1] avait constaté que, lorsqu'on chauffe pendant quelques heures deux électrodes, l'une en platine, l'autre en cuivre, disposées en regard l'une de l'autre, il se produit sur l'électrode de platine un abondant dépôt noir. Ce fait, que M. Blondlot a bien voulu nous signaler, a été le point de départ de notre travail.

Nous rappellerons d'abord rapidement la disposition et la marche des expériences.

II

L'appareil de chauffage est un four à résistance[2] qui donne facilement une température élevée et constante, la simple modification d'un rhéostat permettant de la faire varier entre 200° C. et 1200° C. Le four est formé d'un cylindre en terre réfractaire disposé horizontalement; ses extrémités sont refroidies par un courant d'eau.

La température est donnée par un couple Le Chatelier. Cette pince thermo-électrique a été étalonnée par fusion de fils d'argent et d'or et par comparaison jusqu'à 560° C. avec un thermomètre à mercure.

La lame de platine qui reçoit le dépôt est de forme carrée d'environ 2 cm de côté. La lame de cuivre, sous forme de bande de 0,5 mm de largeur, est placée vis-à-vis de la lame de platine et en est séparée par des cales de quartz ou de mica.

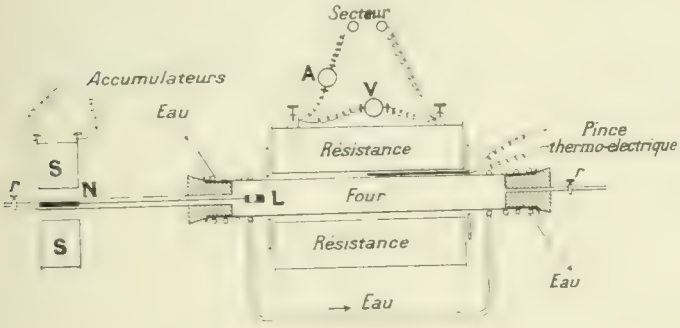


Fig. 1.

Les expériences exigent que les lames soient maintenues à température constante pendant un temps relativement court et bien déterminé; il faut en outre pouvoir les introduire sans ouvrir le four, soit qu'on y ait fait le vide, soit qu'on y ait introduit un gaz que son ouverture souillerait. Pour cela on a fixé l'ensemble L formé par une lame et une bande des métaux étudiés à l'extrémité d'une tige métallique dont l'autre extrémité est fixée au noyau de fer doux N d'un solénoïde S. La tige est placée dans un tube de verre disposé horizontalement suivant l'axe du four. Il n'y a qu'à faire glisser le solénoïde pour introduire dans la partie chaude du four l'ensemble des deux lames ou pour l'en retirer.

III

1° Dans les expériences de M. Blondlot les dépôts étaient obtenus après plusieurs heures de chauffe; dans les conditions expérimentales que nous avons indiquées, si l'on chauffe l'ensemble des deux lames pendant plusieurs heures on n'obtient rien ou presque rien. La différence tient sans doute à ce que dans les expériences où M. Blondlot a constaté ces dépôts[1] l'atmosphère était confinée. Quoi qu'il en soit et quelle que soit la raison de ces divergences, l'influence du *temps de chauffe* est excessivement nette. Le dépôt commence d'abord à augmenter avec le temps, passe par un maximum, puis s'estompe et disparaît.

Fig. 2.

Le cliché ci-dessus indique un maximum pour une minute, au bout d'un quart d'heure le dépôt a presque entièrement disparu; la température est de 800° C.

Que devons-nous conclure de l'existence de ce maximum que l'on retrouve à toute température? Le dépôt disparaît au bout d'un certain temps, c'est donc qu'il ne se renouvelle pas sur la lame de platine, la propriété qu'a la lame de cuivre d'émettre des particules s'épuise quand le temps de chauffe augmente; nous exprimerons ce fait en disant que le métal chauffé subit une *fatigue*.

Rappelons que pour l'émission des charges positives par un métal chauffé il y a, dès les premiers instants de chauffe, diminution considérable du courant d'ionisation, c'est ce que l'on exprime en disant, sans préjuger en rien de l'origine des

1. Blondlot, *C. R.*, 102, 1886, 210.
2. Guéry, *Journal de Chimie physique*, 4, 1905.

1. Blondlot, *Journ. de Phys.*, 5, 1887, 109.

chargés, puis le métal chauffé éprouve une *fatigue* à l'émission.

L'épaisseur du dépôt dépend aussi énormément de la préhistoire du métal, elle varie beaucoup d'un échantillon de cuivre à l'autre; une lame qui a déjà [illegible] donne des dépôts beaucoup plus faibles et bien moins nets. Les courants d'ionisation que dégagent les métaux chauffés sont soumis à des variations analogues.

Enfin l'abondance du dépôt dépend aussi de l'état de la surface de la lame de platine qui le reçoit, ainsi que de la préhistoire de cette lame; nous verrons plus loin comment on peut déduire de ce fait la généralisation de ce phénomène de désagrégation d'un métal sous l'action de la chaleur, phénomène que, pour le moment, nous n'étudions qu'avec le cuivre.

2° L'influence de la température sur l'abondance du dépôt est également considérable. La quantité du métal déposé en un temps donné augmente, mais en même temps la vitesse avec laquelle le dépôt disparaît de la lame de platine augmente aussi avec la température. Le résultat se traduit par un rapprochement du maximum vers l'origine des temps quand la température s'élève.

Voici à peu près la position de ces maxima pour des températures croissantes, les expériences étant toujours faites avec du cuivre et du platine d'un même échantillon :

Au-dessous de 400° C.	pas de dépôt appréciable		
Pour 400°	maximum vague, après 50 m. de chauffe.		
Pour 500°	maximum net, après 10 à 15 m. de chauffe		
Pour 600°	maximum	6 à 10	—
Pour 800°	maximum	1	—
Pour 900°	maximum	50 sec.	—

La position du maximum donne une idée de la vitesse avec laquelle le métal s'épuise suivant la température, elle renseigne donc d'une manière grossière sur l'intensité du transport du cuivre; on voit que cette intensité augmente très rapidement avec la température, suivant une loi qui se rapprocherait d'une exponentielle.

Rappelons que l'augmentation des charges pour une température donnée de la température varie, dans le cas du cuivre ou de l'argent chauffés à l'air, suivant la loi exponentielle de Richardson[1].

3° Le transport du cuivre sur la lame de platine a l'allure d'une *projection*. Si vis-à-vis du platine on place une lame de cuivre en forme de croix, le dépôt reproduit les contours de la croix sur la lame de platine. La [illegible] montre le phénomène obtenu pour une distance de 1 mm. entre les deux lames, la température étant 800° C. et le temps de chauffe 10 secondes.

Cette expérience, mieux que les faits précédents plus haut, permettent déjà d'écarter diverses hypothèses que l'on pourrait faire quant au mécanisme de ce transport du cuivre sur le platine : il est difficile d'admettre que des vapeurs de cuivre viennent se condenser sur la lame de platine, puisque les deux lames sont à la même température; on conçoit d'ailleurs difficilement une atmosphère de cuivre s'étendant à plusieurs millimètres et gardant exactement la forme de l'objet de cuivre.

Fig. 5

On a l'impression de petits projectiles lancés par la lame de cuivre : si l'on augmente la distance qui sépare les deux lames le nombre des projectiles atteignant le platine diminue de plus en plus et pour une distance suffisante, dépendant d'ailleurs de la température, il n'y a aucun dé-

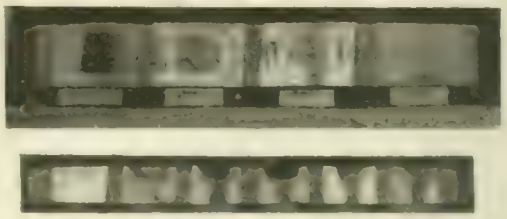


Fig. 6

pot sur la lame de platine. Par exemple, à une température de 850° C. le dépôt est très net et à la distance de 0,5 mm, net pour 1 mm, plus vague à la distance de 2 mm, et disparait à la distance de 3 mm.

Peut-on expliquer le dépôt par la formation d'un composé de cuivre, azoture[1] ou autre, qui se décomposerait au contact du platine? Ce que nous venons de dire rend cette hypothèse difficilement soutenable, les expériences qui suivent la condamnent également : nous avons varié les conditions expérimentales en changeant tour à tour la nature du métal récepteur, la nature de l'atmosphère gazeuse et enfin celle du métal transporté.

4° En remplaçant le platine par d'autres métaux, comme l'aluminium, le nickel, l'or et même de la porcelaine dégourdie, on obtient des dépôts de cuivre présentant les mêmes caractères que ceux que l'on avait sur platine, ce dernier n'jouant donc pas un rôle essentiel.

En remplaçant le platine par de l'argent, il est impossible d'obtenir un dépôt de cuivre, la partie de la lame d'argent qui se trouve vis-à-vis de la tranche de cuivre se détache en brillant sur les parties environnantes, comme s'il y avait un transport en sens inverse. Nous verrons plus loin pourquoi l'argent n'y

1. [illegible] t. 6, 402 [illegible]

rieu donne et ce que l'on peut conclure des faits précédents.

5° Quel est le rôle joué par l'atmosphère? Que se produira-t-il en la supprimant? Le vide était fait au moyen d'une pompe Gaede et l'on avait, dans les conditions de l'expérience, des pressions de 1/50 mm. On a encore sur le platine un dépôt de cuivre présentant les mêmes caractères que dans l'air. Les résultats indiqués par le cliché (fig. 5), à une température de 850°, montrent l'analogie qu'il y a avec ceux que l'on avait obtenus à l'air.

Rappelons que dans le vide et dans l'air raréfié l'émission des charges positives présente les mêmes caractères que dans l'air.

On voit que la présence de l'atmosphère gazeuse n'est pas indispensable; cette atmosphère joue cependant un rôle important. Si l'on remplace l'air par divers gaz, on constate que, sans changer les caractères généraux du phénomène, l'abondance du dépôt varie notablement : le dépôt est plus abondant avec l'oxygène qu'avec l'air, plus abondant avec l'air qu'avec l'azote, plus abondant avec ce dernier qu'avec le gaz carbonique. Naturellement avec ces derniers gaz c'est un dépôt gris mat que l'on obtient ; on n'a

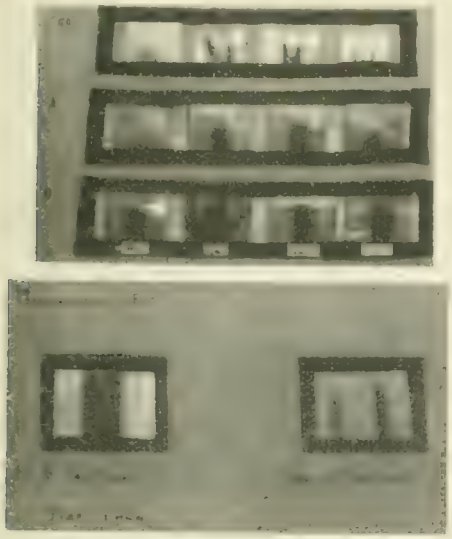


Fig. 6 et 7

qu'à chauffer la lame de platine qui porte ce dépôt pour le transformer en oxyde noir. Le cliché (fig. 6) montre les résultats obtenus avec le gaz carbonique, l'azote et l'oxygène, la température étant 825° C. et les temps de chauffe successivement : 1/2 minute, 1 m, 2,5 m, 5 minutes.

On retrouve bien l'influence prépondérante exercée par l'oxygène sur la désagrégation métallique du platine aux basses pressions. La présence de l'oxygène a aussi un effet très marqué sur l'émission des charges positives; dans les expériences faites avec l'hydrogène et l'azote, l'introduction de très petites quantités d'oxygène produit une augmentation considérable de l'émission des charges positives[1].

On sait que dans l'émission de charges par les métaux chauffés l'atmosphère d'hydrogène se comporte d'une façon toute particulière, en donnant surtout des charges négatives et non positives[2]. Dans le cas de transport métallique sous l'action de la chaleur, avec l'hydrogène les résultats sont particulièrement curieux : en chauffant deux lames de platine et de cuivre dans une atmosphère d'hydrogène, on ne trouve aucun dépôt vis-à-vis de la bande de cuivre, il y a seulement un dépôt en dessinant les contours, comme si l'émission avait eu lieu seulement à partir des bords de la lame de cuivre. Le cliché (fig. 7) montre la différence des dépôts obtenus dans l'air et dans l'hydrogène, les conditions de l'expérience étant identiques.

Dans ces expériences on commençait, avant l'introduction de l'hydrogène dans le four, par balayer l'air par un courant de gaz carbonique, puis on introduisait l'hydrogène qui balayait ce dernier gaz, il y avait donc dans l'atmosphère des traces de CO^2. Remarquons aussi que les bandes de cuivre étaient coupées aux ciseaux dans une lame plus large, de sorte que sur les arêtes de la bande le métal n'était pas physiquement identique à celui de la surface. Toujours est-il que dans l'hydrogène ce phénomène de transport, comme d'ailleurs celui de l'émission des charges, n'est pas le même que dans les autres gaz.

6° Le cuivre est-il le seul métal se comportant de cette manière? Au point de vue de l'émission des charges positives, l'argent est le métal qui se rapproche le plus du cuivre; si le phénomène de transport et celui de l'ionisation sont liés l'un à l'autre, on doit s'attendre à obtenir avec l'argent des dépôts analogues à ceux que donne le cuivre.

L'expérience peut se faire très simplement avec une lame d'or vis-à-vis de laquelle on a placé une lame d'argent. Après chauffage on constate sur la lame d'or un dépôt blanc d'argent, reproduisant nettement la forme de la bande d'argent et montrant bien qu'il y a eu projection de ce métal.

Ceci nous explique pourquoi le cuivre ne donnait pas de dépôt sur une lame d'argent : le dépôt qui se serait formé était volatilisé avec la surface de la lame.

Les caractères de ces dépôts d'argent sont analogues à ceux que nous avons indiqués pour le cuivre.

Nous avons rappelé plus haut que le platine dans le vide se désagrégeait et pouvait donner lieu à des phénomènes de transport. Il est infiniment probable que le phénomène se reproduit avec tous les métaux, quoique nous n'ayons pu le mettre nettement en évi-

1. J. J. Thomson, *Conduction of Electricity through gases*, 216.

2. Elster et Geitel, *Wied. Ann.*, 37 (1889) 317.

[illegible] pour le cuivre et l'argent. Cela est rendu très vraisemblable par l'existence du maximum que nous avons mis en évidence dans l'abondance du [illegible] du temps. Le dépôt de cuivre formé sur la lame de platine ou d'un autre métal disparaît avec le temps quand on chauffe la lame. Il est peu probable qu'à une température de 400° à 500° C. il puisse y avoir, dans les conditions ordinaires de pression, distillation du cuivre des parties chaudes aux parties froides de l'appareil ; la disparition du dépôt tient à une autre cause. Cette cause semble résider dans la généralité de ces phénomènes de transport : en même temps qu'il y a formation du dépôt, il y a transport du métal récepteur dans le sens inverse ; [illegible] que grâce à la fatigue éprouvée par le métal transporté le dépôt puisse disparaître. La combinaison de cette formation et de cette disparition simultanées donne lieu à ce maximum dont la position est variable d'ailleurs avec la température. Une preuve de cela semble résider dans ce fait que la position du maximum en fonction du temps ne dépend pas seulement de la température, mais aussi de la nature du métal récepteur, en particulier il se produit beaucoup plus tard avec de la porcelaine dégourdie qu'avec des métaux. Un autre fait qui paraît aussi confirmer notre hypothèse, c'est que la formation du dépôt dépend de la préhistoire du métal récepteur de la même manière qu'il dépendait de la préhistoire du métal transporté ; la manière dont les lames étudiées ont été nettoyées a sur la formation du dépôt une influence énorme : l'apparition et la disparition du dépôt semblent dues à des causes secondaires. Elles s'expliqueraient simplement en admettant cette désagrégation générale des métaux sous l'influence de la chaleur.

Rappelons que, si le cuivre et l'argent donnent des charges positives particulièrement abondantes, cette propriété est commune à tous les métaux chauffés.

IV

La fonction quand on chauffe un métal dans produit des deux phénomènes suivants :

1) Il y a transport du métal sur une lame placée vis-à-vis. Ce transport ne peut s'expliquer par une condensation de vapeur sur la lame réceptrice, il ne peut s'expliquer davantage par une combinaison chimique du métal avec les gaz de l'atmosphère. Le métal n'intervient d'ailleurs pas par sa constitution [illegible] qui en détermine la [illegible]. Tout se passe comme s'il était en poudre.

2) Il y a émission de charges par le métal. L'intensité de l'émission est liée aux mêmes particularités que l'apparition du dépôt précédent. Il paraît difficile de l'expliquer par un transport d'électricité par les poussières ou vapeurs métalliques, car l'établissement d'une charge négative [illegible] qui ne [illegible] faible influence sur la formation du dépôt. Enfin c'est aussi la structure physique du métal qui intervient dans l'intensité de l'émission.

Les deux phénomènes paraissent donc liés l'un à l'autre. Quelle est donc l'hypothèse qui, en les expliquant tous deux, rend compte de leurs particularités? Elle paraît être la suivante :

Quand on chauffe un métal, les gaz occlus provoquent une explosion superficielle du métal soit par rupture des poches microscopiques qui les contiennent, soit par un autre processus que nous verrons plus loin. Cette explosion est accompagnée d'une projection de petites particules métalliques, qui bombardent un obstacle faisant face à la lame et s'y incrustent, d'où l'allure de *projection* que présentent ces transports. Cette explication rend compte de l'importance capitale de la structure physique du métal chauffé, certains échantillons donneront des dépôts très abondants et d'autres presque rien, après un échauffement prolongé il y aura épuisement du métal, si l'obstacle qui reçoit le dépôt jouit de la même propriété il doit y avoir maximum, etc.

D'ailleurs si l'on examine, à température élevée et sur un fond sombre, une lame de cuivre que l'on porte à température élevée, on voit se former un nuage de particules métalliques, incandescentes, comme s'il y avait eu éruption. Après l'expérience, un examen de la lame à la loupe ou au microscope montre un bouleversement de la surface comme s'il y avait eu arrachement de particules.

En somme, quand on chauffe un métal, il se produit un effet analogue à un rochage. On sait que ces effets de rochage sont particulièrement intenses avec le cuivre et l'argent.

La présence de l'atmosphère gazeuse n'apparaît pas indispensable à la production du phénomène, on peut cependant expliquer assez facilement son rôle de la manière suivante : parmi les gaz occlus dans les métaux on rencontre surtout de l'hydrogène. S'il y a, dans l'atmosphère environnante, de l'oxygène, ce gaz pourra former, avec l'hydrogène, des poches microscopiques, de véritables mélanges tonnants qui provoqueront une volatilisation plus intense des parties superficielles du métal. Dans une atmosphère d'hydrogène c'est un effet inverse qui tendra à se produire, il y aura plutôt diffusion de l'hydrogène [illegible] qui y pénètrent de ce gaz. Les phénomènes n'auront donc pas la même allure que dans les autres gaz. Dans les gaz occlus il y a aussi du CO_2 et peut-être du CO et de l'oxygène à haute température ; il suffirait d'admettre que ces gaz se trouvent au cœur du métal tandis que l'hydrogène en occupe les parties superficielles, il s'ensuivrait que, dans une bande fraîchement coupée aux ciseaux, il y aurait des traces d'oxyde sur les tranches de cette bande, et le chauffant dans l'hydrogène il pourrait

donc y avoir explosion des parties superficielles des bords de cette lame, ainsi s'expliquerait l'apparence du dépôt que l'on obtient dans l'hydrogène.

Notre hypothèse expliquerait donc assez bien l'ensemble de faits que nous avons établis, elle entraînerait aussi l'explication du phénomène de l'émission de charges, puisque toute rupture de surface est accompagnée d'ionisation et qu'à la surface d'un métal chauffé il y a des ruptures de surface, un métal chauffé doit être une source d'émission de charges et cette émission doit présenter des caractères analogues à ceux que présente la désagrégation métallique sous l'influence de la chaleur.

(Manuscrit reçu le 6 octobre 1911.)

Sur la loi de Stokes et sur une relation générale entre l'absorption et la phosphorescence

Par L. BRUNINGHAUS

Faculté des Sciences. — Laboratoire de Chimie-Physique.

La loi de Stokes, on le sait, se rattache à l'une des questions les plus importantes concernant les phénomènes de phosphorescence. Parmi ceux-ci, la photoluminescence, ou phosphorescence des corps sous l'action de la lumière, constitue le groupe de beaucoup le plus vaste, dans l'état actuel, et c'est à ce groupe que la loi de Stokes s'applique.

Depuis l'époque des premières observations précises, on s'était préoccupé de trouver une relation entre la nature des rayons doués de la propriété de rendre phosphorescent un corps déterminé, et la nature de la lumière rayonnée par la substance ainsi activée. La loi de Stokes est une solution de première approximation de ce problème fondamental.

Stokes donna, en 1852, l'énoncé bien connu : *La lumière émise par la matière phosphorescente possède toujours une réfrangibilité plus faible que celle des rayons excitateurs.*

L'auteur, il est vrai, signale dans quelques cas la présence de lueurs à peine visibles dans une région du spectre de phosphorescence plus réfrangible que la radiation excitatrice, mais il admit que ces lueurs, à vrai dire très faibles, provenaient de lumières parasites étrangères au phénomène.

Cependant, par la suite, et à mesure que la technique expérimentale se perfectionnait, les exceptions devenaient plus importantes et plus nombreuses, de sorte qu'à partir des recherches de Lommel[1] l'exactitude de la loi se trouvait sérieusement mise en question. Ce savant put, le premier, affirmer nettement que la loi n'est pas générale, et son opinion finit par prévaloir, après de longues polémiques, avec Hagenbach et Stenger principalement.

Comme conséquence de ses recherches, Lommel établit une classification des corps phosphorescents basée sur la façon dont ces corps se comportent vis-à-vis de la loi de Stokes; il distinguait trois classes différentes :

1re classe : Corps qui ne suivent pas la loi de Stokes;

2e classe : Corps qui la suivent rigoureusement;

3e classe : Corps qui ne la suivent que partiellement.

Dans la première classe, Lommel avait observé que chaque rayon excitateur donne lieu au spectre entier de phosphorescence, avec une intensité plus ou moins grande. Telles sont, d'après lui, les solutions de chlorophylle, de rouge de naphtaline, d'éosine, de fluorescéine et le verre d'urane.

Les corps de la deuxième classe n'émettraient, au contraire, que des rayons de longueur d'onde supérieure ou égale à celle des rayons excitateurs. Exemples : les solutions de diphénylamine, la teinture de curcuma, l'anthracène en solution dans l'alcool, les solutions de sulfate de quinine, d'esculine, la fluorine, le nitrate d'urane, le verre ordinaire.

La troisième classe comprend des corps à bandes de phosphorescence multiples, dont certaines suivent la loi de Stokes, tandis que d'autres ne la suivent pas. L'existence de cette troisième classe peut être considérée dès maintenant comme douteuse, car les corps qui y figurent ont été reconnus le plus souvent comme des mélanges.

Il s'agit de savoir dans quelle mesure cette division en classes est légitime. Elle fut longtemps admise, faute d'un contrôle expérimental suffisant. Les corps de la première classe étaient en effet d'ordinaire simplement étudiés au point de vue de la loi de Stokes. Quant aux corps de la deuxième classe, on s'en est fort peu occupé, à cause de l'accord des résultats de Lommel et de ses contradicteurs Hagenbach et Stenger à leur sujet. Enfin, nous avons déjà fait remar-

[1] E. L. Lommel, Über Fluorescenz, *Pogg. Ann.*, **143** (1871), 26-51.

quer l'inexistence très probable de la troisième classe.

Tout récemment, les corps de la deuxième classe ont été étudiés à nouveau, pour décider si ces corps se distinguent réellement de ceux de la première. Les recherches entreprises par MM. Nichols et Merritt[1], sur trois corps considérés par Lommel comme les plus caractéristiques de la deuxième classe, la solution de sulfate de quinine, la solution d'esculine et la fluorine, ont mis en évidence pour les trois un désaccord indéniable avec la loi de Stokes.

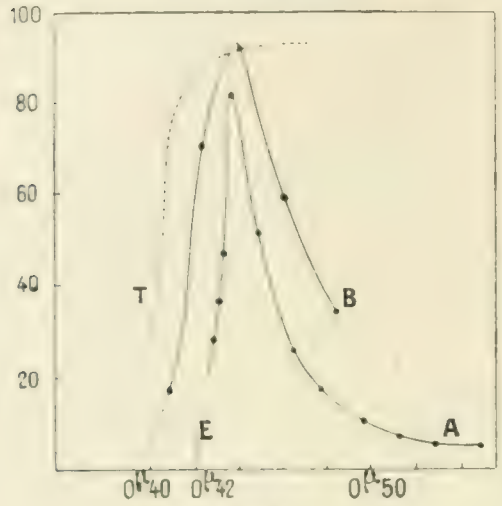


Fig. 1

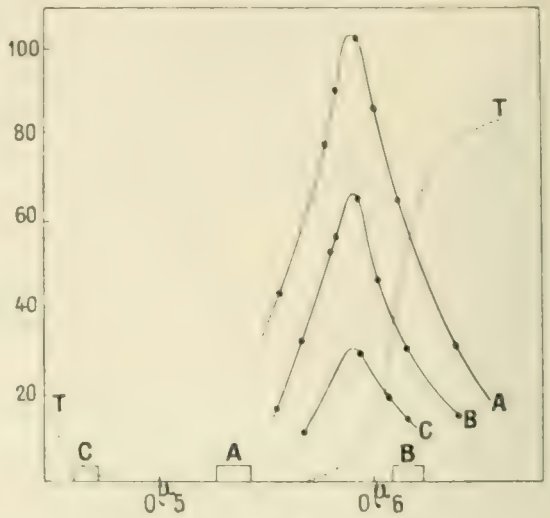


Fig. 3.

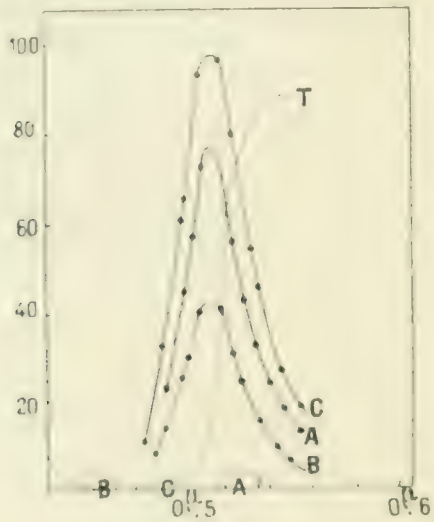


Fig. 2

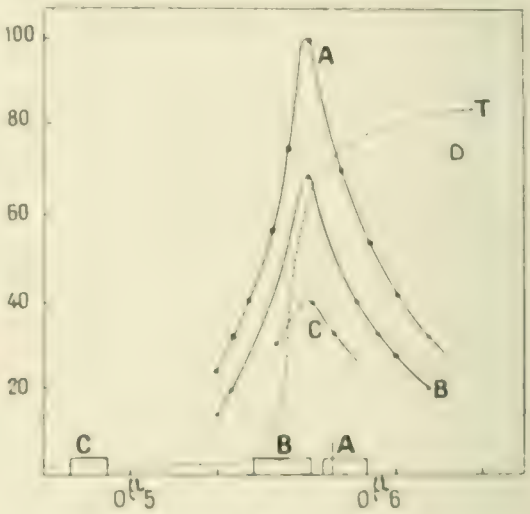


Fig. 4.

Pour le sulfate de quinine, par exemple, qui de tous les corps répond le mieux à la loi de Stokes, on voit sur la figure 1 que l'excitation se produit jusqu'à la longueur d'onde 0 μ 420, tandis que le spectre de phosphorescence à la suite d'excitation de la lumière solaire s'arrête à 0 μ 410. Ce résultat est du même ordre, quoique plus faible, que ceux mis en évidence sur les figures 2, 3, 4 et 5 relatives à des corps de la première classe[1].

Il semble donc bien établi que les trois classes de Lommel se réduisent à une seule, aucun corps n'obéissant rigoureusement à la loi de Stokes : les écarts sont simplement plus ou moins faciles à mettre en évidence, selon le corps que l'on considère.

Mais alors, que reste-t-il de la loi de Stokes? Il est certain que l'énoncé précédent ne pouvait être conservé. Et cependant, de nombreuses recherches ultérieures ont montré que dans cet énoncé subsiste un noyau de vérité. Il restait donc à extraire de la mul-

[1] E. L. Nichols et E. Merritt, Inversion de fluorescence, *Phys. Rev.*, 19 (1904), 18-28.

[1] Sur ces figures, les courbes spectrales A, B, C représentent les groupes de radiations excitatrices employées par les auteurs, et les courbes désignées par le mot T, T'indiquent les courbes correspondantes du spectre de phosphorescence, déterminées photométriquement.

titude des faits la formule exacte et générale. Plusieurs propositions ont été faites dans ce but. La classification

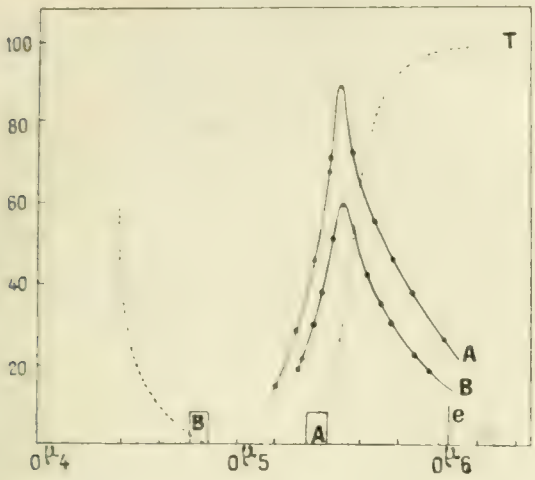


Fig. 5.

de Lommel était un premier effort, qui du reste n'aboutit pas, car elle présentait l'inconvénient fort grave de séparer divers composés de la même substance, comme le verre d'urane et le nitrate d'urane par exemple, ce qui paraît déjà bien artificiel. Et puis, et surtout, nous avons vu que les caractères qui ont servi de base à ce savant sont en fait inexistants, les trois classes se ramenant, par un examen approfondi, à une seule[1].

Une autre règle fut aperçue par Lommel[2], qui ne semble pas lui avoir attaché l'importance qu'elle mérite. Cet auteur a remarqué pour quelques corps présentant une bande de phosphorescence unique à un seul maximum, que *le maximum de la bande de phosphorescence d'un corps déterminé est plus rapproché de l'extrémité rouge du spectre que le maximum de la bande d'excitation*[1].

J'ai pu montrer récemment[2] que cette relation est tout à fait générale. Le tableau suivant en fournit quelques exemples (tableau I).

Je me suis demandé ce que devient cette relation, dans le cas des substances à spectres de phosphorescence discontinus, c'est-à-dire formés de bandes plus ou moins étroites, séparées par des intervalles obscurs.

J'avais reconnu, dans un travail antérieur[3], aux spectres de ces substances, les caractères très généraux suivants :

1° Lorsque le spectre de phosphorescence d'un corps est discontinu, son spectre d'absorption l'est également;

2° Les bandes d'absorption ou de phosphorescence se distribuent dans le spectre en groupes, séparés par des intervalles plus ou moins étendus (il peut n'y avoir qu'un seul groupe);

Tableau I.

Nom de la substance	Nom du solvant	Longueurs d'onde des limites et des maxima des spectres d'absorption en μμ.	Longueurs d'onde des limites et des maxima des spectres de phosphorescence en μμ.
Esculine	Eau	480 à 340. Maximum 361.	520 à 451. Maximum 460.
Sulfate de quinine	Eau.	375 à 286. Maximum 355.	560 à 410. Maximum 457.
Curcumine	Alcool.	450 à 405. Maximum 425.	669 à 480. Maximum 494.
Eosine	Alcool.	550 à 494. Maximum 522.	686 à 515. Maximum 545.
Eosine	Eau.	520 à 484. Maximum 510.	Maximum 537.
Fluorescéine	Eau.	Maximum 488.	560 à 480. Maximum 517.
Hydroquinone	Alcool.	317 à 257. Maximum 290.	450 à 315. Maximum 320.
Rouge de Magdala	Alcool.	590 à 490.	660 à 560. Maximum 594.
Acide phtalique	Alcool.	300 à l'extrême ultra-violet.	346 à 297. Maximum 310.
Purpurine	Solution d'alun	560 à 467. 3 Maxima 650. 500. 470.	647 à 554. Maximum 570.
Résorcine	Alcool.	287 à 242. Maximum 270.	430 à 292. Maximum 300.
Rhodamine	Eau	552 à 480.	620 à 520. Maximum 554.
Carthamine	Alcool	575 à 462. Maximum 530.	664 à 552. Maximum 562.

3° A chaque groupe de phosphorescence correspond un groupe d'absorption, qui occupe une position voisine dans le spectre.

Enfin, un examen plus approfondi m'a permis d'établir récemment[4] la nouvelle relation suivante :

1. Les renseignements bibliographiques qui précèdent ont été puisés en partie dans l'article « Fluorescence » du *Handbuch der Spectroscopie* de H. Kayser. Il en est de même des figures.

2. E. Lommel, Über Fluorescenz *Pogg. Ann.* **141** 1871 529-551. — Über die Absorption und Fluorescenz. *Erlang. Ber.* 1877. *Wied. Ann.* 3 1878 251-286.

1. On appelle *bande d'excitation* d'un corps la place occupée dans le spectre par le groupe des rayons qui ont la propriété d'exciter la phosphorescence du corps considéré. La bande d'excitation se confond toujours avec une bande d'absorption.

2. E. Beauchemin, *C. R.*, **152** 1911 1578.

3. E. Beauchemin, *Ann. de Chim. et de Phys.*, 20 1910.

4. E. Beauchemin, *C. R.* **152** 1911 1578.

Le groupe de phosphorescence se trouve toujours plus rapproché, dans son ensemble, de l'extrémité violette du spectre, que le groupe d'absorption qui lui est adjacent.

Les trois quelques exemples, choisis parmi les plus typiques

aux radiations absorbées par le corps, c'est-à-dire qui excitent sa phosphorescence, prises aussi *dans leur ensemble*.

Telle me paraît être la part de vérité contenue dans la loi de Stokes, et qui est exprimée par les énoncés précédents.

[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
		1. [illegible]	
[illegible]	Alcool	4 bandes entre 580 et 528	4 bandes entre 450 et 580.
[illegible]	Alcool	7 bandes entre 271 et 208	4 bandes entre 510 et 267
[illegible]	Alcool.	[illegible] de bandes de 515 à [illegible]	9 bandes entre 557 et 515
Phénanthrène	Alcool	[illegible] bandes [illegible] entre 775 et 725 [illegible]	17 bandes entre 455 et 298
		2. [illegible]	
[illegible]	Chloro	4 bandes de 481 à 444	17 bandes de 480 à 487
Erbine .	Nitrate	7 bandes de 480 à 471 4 bandes de 420 à 410 6 bandes de 400 à 380	5 bandes de 650 à 486 2 bandes de 450 à 442 1 bande à 406 7 bandes de 378 à 354
[illegible]	Chloro	1er groupe de 7 bandes de 512 à 510 2e groupe de 4 bandes de 506 à 505	1er groupe de 517 à 515 2e groupe de 500 à 508 7 groupes entre de 287 à 259
[illegible]	Chloro	10 bandes de 480 à 516	25 bandes de 675 à 474
[illegible]	Chloro	9 bandes [illegible] de 551 à 501	10 bandes de 655 à 552
		3. [illegible]	
[illegible]		7 bandes de 470 à 455	7 bandes de 654 à 486

1. [illegible]
2. [illegible] 20 [illegible]
3. [illegible]

Les autres sels d'uranyle donnent des bandes occupant à peu près les mêmes positions que celles dans un nitrate.

Cette seconde relation générale, de façon qu'on puisse [illegible] la relation énoncée plus haut relative aux spectres continus. On peut, du reste, réunir les deux énoncés en un seul, qui [illegible] ce que l'on sait à l'heure actuelle des relations entre l'absorption et la phosphorescence [illegible] liquides.

Dans les corps phosphorescents solides et liquides [illegible], dans les spectres visible et ultraviolet [illegible] que [illegible] soit [illegible], une prédominance de grandes longueurs d'onde [illegible] des radiations de longueurs d'onde plus grandes que celles qu'ils absorbent (infrarouge).

On peut dire, aussi, que le spectre de phosphorescence [illegible] *une longueur d'onde moyenne* [illegible] par rapport à celle [illegible] d'absorption du même corps.

Les [illegible] montrent que les radiations qu'émet un corps phosphorescent présentent, dans leur ensemble, une [illegible] de réfrangibilité, par rapport

Mais, à vrai dire, cette loi prétendait fournir une relation entre des radiations excitatrices considérées

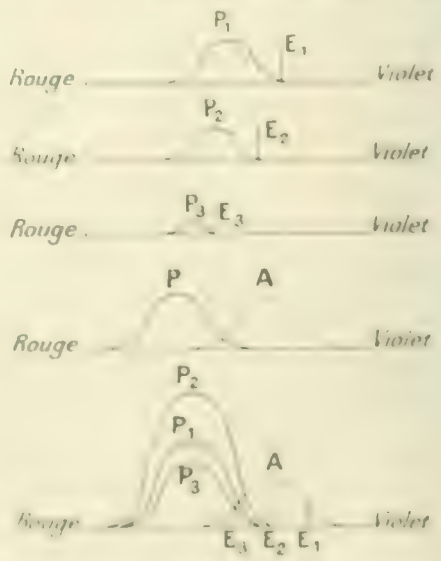


Fig. 10.

isolément, l'une après l'autre, et les spectres de phos-

phorescence correspondants. C'est en ce sens qu'elle ne peut plus être considérée aujourd'hui comme exacte. Les recherches de Nichols et Merritt ont, en effet, montré, que toute radiation *absorbée* par la substance excite *tout le spectre de phosphorescence*, dont l'aspect et les limites seraient indépendants de la nature de la radiation excitatrice; l'intensité des radiations du spectre de phosphorescence s'accroît lorsque la radiation incidente est plus fortement absorbée, mais les rapports des intensités dans le spectre de phosphorescence ne sont pas changés. En somme les spectres de phosphorescence peuvent être représentés par une série de courbes s'emboîtant les unes dans les autres, la plus élevée correspondant à l'excitation par la radiation du maximum d'absorption. (Voir à ce sujet les figures 1, 2, 3, 4 et 5.)

Ces résultats présentent une certaine analogie avec ceux obtenus par M. Wood sur la phosphorescence des vapeurs de métaux alcalins. Là aussi, une radiation excitatrice peut provoquer un spectre d'émission forme de raies plus et moins réfrangibles qu'elle-même.

Conclusions.

1° La loi de Stokes exprimait que des radiations excitatrices successives E_1, E_2, E_3, etc. (fig. 6), de moins en moins réfrangibles, donnent lieu à des spectres de phosphorescence P_1, P_2, P_3, dont la limite vers le violet ne peut dépasser la radiation excitatrice correspondante;

2° Les recherches modernes ont montré :

a) Que le spectre d'absorption A est voisin du spectre de phosphorescence P, et le borde du côté du violet (L. Bruninghaus).

b) Que des radiations excitatrices successives E_1, E_2, E_3, donnent toujours le même spectre de phosphorescence, d'autant plus intense que la radiation excitatrice est plus fortement absorbée.

Manuscrit reçu le 29 octobre 1911.

De l'influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié

Par A. RIGHI

Université de Bologne. Laboratoire de Physique.

Un des arguments avancés en faveur de l'opinion, suivant laquelle les rayons cathodiques en champ magnétique (appelés par les différents auteurs rayons *cathodiques de deuxième espèce*, ou bien rayons *magnéto-cathodiques*, et par moi rayons *magnétiques*) auraient une structure différente de celle de simples rayons cathodiques déformés par le champ, est la manière brusque par laquelle apparaissent souvent, lorsqu'on fait augmenter graduellement l'intensité du champ, les propriétés caractéristiques des rayons nouveaux supposés. Un argument analogue peut se tirer d'un fait, que j'ai découvert au cours de mes recherches sur les rayons magnétiques[1], la disparition, graduelle ou non suivant les circonstances, des rayons magnétiques, lorsque l'intensité du champ arrive à certaines autres valeurs généralement très élevées.

Or, l'apparition et la disparition des rayons magnétiques sont des phénomènes connexes à certaines variations de la différence de potentiel des deux électrodes. En effet, ayant étudié de quelle manière cette différence de potentiel varie dans le cas de mes tubes à rayons magnétiques, lorsqu'on crée un champ magnétique d'intensité croissante, je pus constater[1], que la transformation des rayons cathodiques en rayons magnétiques est accompagnée par une augmentation très marquée de cette différence, et que l'on observe l'effet contraire, c'est-à-dire une diminution, lorsque, faisant croître assez l'intensité du champ, on réussit à faire disparaître les rayons magnétiques.

Au moyen des expériences dont je rends compte sommairement dans cette note, j'ai voulu examiner si le champ produisait aussi une variation de l'intensité du courant dans le tube et voir en particulier si le courant présentait, comme cela me semblait probable, quelque variation remarquable correspondant aux deux valeurs *critiques* du champ magnétique, c'est-à-dire la valeur autour de laquelle a lieu l'apparition des rayons magnétiques, et celle pour laquelle ils disparaissent.

J'ai employé dans ce but mes tubes ayant l'anode dans une branche latérale, et particulièrement le tube même qui est décrit dans le travail cité plus haut[2].

1 *J. de Physique*, 7 (1910), 801-04.

1 *C. R. Acad. d. Lincei*, 1er semestre 1909, page 555.

2 *Loc. cit.*, page 557.

Pendant que ces électrodes communiquent encore avec un voltmètre électrostatique de Kelvin, j'ai ajouté pour la nouvelle recherche un galvanomètre à champ fixe placé dans le circuit qui comprend le tube à décharges, la batterie de 2000 petits accumulateurs et les grandes résistances liquides. Une boîte de résistances mise en dérivation sur le galvanomètre permet d'en régler la sensibilité.

A la rigueur la déviation du galvanomètre donne une valeur moyenne de l'intensité du courant car, comme je l'ai démontré ailleurs[1], sous l'action du champ le passage de l'électricité dans l'air raréfié n'est pas un phénomène continu, mais certainement intermittent ou oscillant, même si l'on admet qu'il soit continu sans champ magnétique. L'intensité mesurée *i* n'est donc que celle d'un courant continu et constant, qui donnerait la même déviation. Une considération analogue peut être faite en ce qui concerne la mesure de la différence de potentiel des deux électrodes.

De même que dans la plupart de mes autres expériences sur les rayons magnétiques, le champ est produit par une grande bobine, dont l'axe coïncide avec celui du corps principal du tube et dont une des faces polaires est très près de la cathode. L'intensité du champ est toujours mesurée sur l'axe et à 15 mm. de cette face polaire, c'est-à-dire à peu près à la place occupée par la cathode.

Je rapporterai ici trois des nombreuses séries de mesures effectuées. Elles diffèrent entre elles seulement par la différence [illegible] de la résistance liquide insérée dans le circuit et, par conséquent, par l'intensité du courant employé. La cathode était un petit disque d'aluminium de 7 mm. de diamètre, et l'air avait la pression de [illegible] mm. Le champ M est exprimé en gauss, le courant *i* en [illegible] et la différence V de potentiel [illegible]

Tableau I

M	i	V	M	i	V	M	i	V
0	[illegible]	[illegible]	0	[illegible]	780	0	[illegible]	810
81	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	129	[illegible]	[illegible]
121	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
608	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
982	[illegible]	[illegible]	982	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
1647	[illegible]	[illegible]	1047	[illegible]	2080	750	[illegible]	1700
2247	[illegible]	[illegible]	[illegible]	50	[illegible]	982	[illegible]	1900
			[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
			[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]
						[illegible]	[illegible]	[illegible]
						[illegible]	[illegible]	[illegible]

encore en observant dans la figure ci-dessous la courbe *ii*..., qui a pour abscisses les valeurs M du champ de la troisième des séries de mesures, et pour ordonnées les valeurs correspondantes de *i*.

Si l'on observe en même temps la courbe VV..., qui a encore pour abscisses les valeurs de M et dont les ordonnées sont les valeurs de V, on reconnaît que les variations plus ou moins brusques de *i* ont lieu sensiblement pour les mêmes valeurs du champ que les variations en sens contraire de V, valeurs auxquelles correspondent l'apparition et la disparition des rayons magnétiques. On peut donc dire, que ces rayons existent seulement lorsque le champ a une

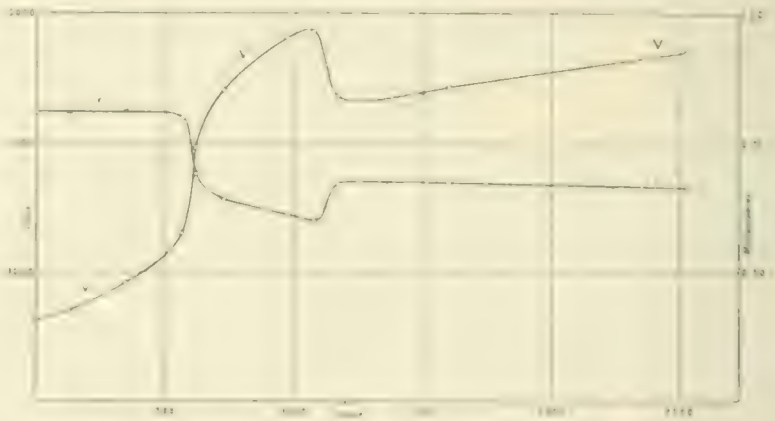


Fig. 1.

valeur comprise entre celles que j'ai appelées *critiques*, qui limitent la portion surélevée de la courbe V... et la portion déprimée de la courbe *i*.

Ainsi [illegible] expériences, comme celles dans lesquelles je me limitais à mesurer seulement V, appuient l'opinion rappelée dans les premières lignes de cette note.

[1] [illegible]

[illegible] 1911.

Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium

Par HERCHFINKEL

[Faculté des Sciences de Paris. — Laboratoire de Mme Curie.]

MM. Ramsay et Usher[1] ont montré il y a deux ans qu'une solution d'azotate de thorium abandonnée à elle-même pendant plusieurs mois dégage une certaine quantité d'acide carbonique (0,58 cm³ à 1,2 cm³ pour une solution renfermant 270 gr. de sel) et que si l'on fait agir une forte quantité d'émanation de radium sur le même sel de thorium il se produit encore plus rapidement des quantités analogues d'acide carbonique (environ 0,55 cm³) lorsqu'on fait agir l'émanation du radium en équilibre avec 0,2 gr. de radium sur 270 gr. d'azotate de thorium).

Non seulement le thorium mais tous les éléments du même groupe (Si, Zr, Ti, Pb) donnent de l'acide carbonique par l'action de l'émanation : le thorium en donne le plus. L'action de l'émanation sur d'autres sels (azotate de mercure) n'a donnée qu'une très faible production de gaz carbonique. Pour expliquer ces résultats M. Ramsay a supposé que le carbone de l'acide carbonique dont il a observé la production provient d'une transformation des atomes du groupe du thorium sous l'action de l'émanation du radium.

On sait déjà qu'en présence d'émanation les matières organiques s'oxydent très facilement en donnant de l'acide carbonique[2].

Pour cette raison il était nécessaire de répéter les expériences de M. Ramsay et de rechercher si le dégagement d'acide carbonique n'était pas dû à la présence de petites impuretés organiques.

J'ai fait différentes expériences avec l'azotate de thorium et je dois adresser mes vifs remerciements à Mme Curie pour avoir bien voulu mettre à ma disposition les fortes quantités d'émanation de radium employées dans ces expériences, poursuivies dans son laboratoire. L'azotate de thorium que j'ai employé a été préparé par la maison Merck qui m'a déclaré à l'avance qu'il était impossible d'avoir un produit absolument pur, exempt surtout d'acide oxalique. L'acide sulfurique qu'on emploie d'habitude pour éliminer l'acide oxalique est incommode, parce qu'il rend colloïdal l'azotate de thorium ; j'ai donc traité l'azotate de thorium par l'acide nitrique concentré et un peu de permanganate de potasse et je l'ai chauffé pendant plusieurs jours. Une plus grande quantité de permanganate de potasse ne pouvait pas être employée car chauffé avec le thorium le mélange précipite. J'ai dissous dans 250 cm³ d'eau environ, 125 gr d'azotate de thorium acide débarrassé auparavant des produits colloïdaux par filtration sur du coton de verre. L'émanation d'une solution de bromure de radium contenant environ 300 mgr était prise après 6 à 8 jours d'accumulation et représentait l'émanation d'environ 200 mgr de bromure de radium en équilibre.

La quantité d'émanation était mesurée par les rayons pénétrants. Quant à la méthode de purification elle consistait à éliminer les gaz mélangés à l'émanation en partie par les réactifs chimiques, en partie par la pompe à vide appliquée pendant le refroidissement de l'émanation dans l'air liquide. Pendant la purification l'émanation ne se trouvait jamais en contact avec la graisse des robinets de l'appareil.

L'émanation purifiée de cette façon était enfermée dans un tube capillaire de verre *a*, de quelques mm³ faisant partie d'un appareil spécial, imaginé dans ce but par M. William Duane, à qui je présente à cette place mes meilleurs remerciements pour ses conseils.

L'action de l'émanation sur la solution de thorium a principalement pour effet de produire du gaz tonnant[1]. Pour rechercher le gaz carbonique qui y était contenu j'ai transformé celui-ci en oxyde de carbone et caractérisé la présence de ce gaz par son action sur l'acide iodique.

La transformation de l'acide carbonique en oxyde de carbone s'effectue par les étincelles qu'on fait passer pendant quelque temps en présence de phosphore[2].

De cette manière, après quelques heures, une grande partie seulement de l'acide carbonique était décomposée ; la potasse attestait encore, en effet, la présence d'acide carbonique. On introduisait alors l'oxyde de carbone mélangé à l'air dans un appareil pour le faire agir sur l'acide iodique chauffé à 150°. L'iode dégagé était absorbé par la potasse puis mis en liberté par l'action de l'acide sulfurique nitreux et finalement dissous dans le sulfure de carbone. L'intensité de la coloration permettait de doser l'oxyde de carbone.

Cette méthode est sensible et permet de constater les traces d'oxyde de carbone contenues dans quelques

1. Ramsay, *Journ. Chem. Soc.*, **95** 1909 627. — Ramsay et Usher, *Rev. d'chem. ges.* 3 1909 2950.

2. Mme Curie, *Traité de Radioactivité* 2 200.

1. L'azotate de thorium ainsi que les restes de l'air donnent d'abondants des gaz nitreux en présence de l'émanation. Ces gaz peuvent être absorbés par le mercure si on y ajoute de l'oxygène et fait passer l'étincelle.

2. Le gaz ne change pas de volume, mais aussitôt que le phosphore se trouve dans le tube de l'étincelle le volume du gaz augmente.

litres d'air. J'ai montré que dans quelques cm³ d'air ayant barboté dans de la potasse additionnée de 1 pour 100 d'acide carbonique, on peut, par l'action de l'émanation et les opérations ci-dessus mentionnées, montrer la présence d'oxyde de carbone.

Après que l'émanation avait agi sur la solution de thorium, il fallait extraire les gaz. Cette extraction s'effectuait en chauffant la solution de thorium au bain-marie, et en faisant barboter, dans cette solution, du gaz tonnant. De cette manière l'acide carbonique qui pouvait se trouver dans l'appareil était chassé.

Le gaz tonnant était produit par électrolyse de l'eau dans un tube *e* placé à côté du vase contenant la solution de thorium. Pour faire passer par la solution de thorium une grande quantité de gaz tonnant on le recombinait dans l'appareil par une étincelle *f*.

L'appareil que j'ai employé pour faire agir l'émanation sur la solution de thorium permettait en ouvrant un robinet de mercure b_1 de faire passer l'émanation d'un volume relativement petit, dans lequel elle se trouvait[1] dans un volume plus grand d'un ballon de verre *b*. De ce grand volume elle était refoulée par le mercure dans un vase *d* contenant la solution de thorium. En répétant cette opération plusieurs fois, on arrivait à transporter la majeure partie de l'émanation dans le vase contenant la solution de thorium.

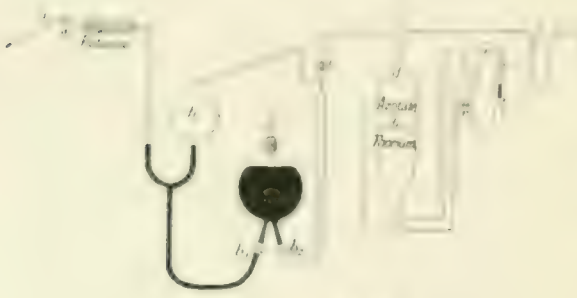


Fig. 1

[1] Quand l'émanation agissait [illegible] vase pouvait être isolé des autres parties de l'appareil par des robinets [illegible] et *f* qui sont la première des [illegible]

[illegible]

mercure se fermant comme des robinets. Après que l'émanation avait été détruite au contact de la solution de thorium, on la laissait entrer dans un ballon de verre f_2 en ouvrant une soupape puis on l'introduisait par le mercure dans un eudiomètre. En répétant cette opération on arrivait à introduire la plus grande quantité du contenu gazeux dans l'eudiomètre. Pendant cette dernière opération on chauffait la solution de thorium et on faisait passer le gaz tonnant, qui était réuni au gaz déjà présent.

Il s'agissait de savoir maintenant si ces opérations suffisaient à isoler, du grand volume de l'appareil et de grandes quantités d'eau de la solution de thorium dans laquelle l'acide carbonique se dissout très facilement, une petite quantité, par exemple 0,1 cm³ d'acide carbonique?

Pour montrer alors la sensibilité de l'appareil, j'ai fait une petite quantité d'acide carbonique très pur (exposée à l'absorption par la potasse, elle ne donnait qu'une toute petite bulle d'air). 0,1 cm³ de cet acide carbonique pouvait être mis, au moyen d'un appareil à gaz, dans un petit tube gradué.

Dans ce tube l'acide carbonique se trouvait sur le mercure enfermé entre deux robinets.

Quand on réunit le tube à l'endroit où se produit le gaz tonnant et qu'on ouvre le robinet supérieur de ce tube, l'acide carbonique passe ainsi que le gaz tonnant dans la solution de thorium avant d'arriver dans le reste de l'appareil. Après s'être assuré que l'appareil ne contenait plus aucune trace d'acide carbonique, on introduisait 0,1 cm³ de ce gaz. Après toutes les opérations nécessaires, on pouvait constater la présence d'acide carbonique, ce qui ne veut pas dire naturellement que le 0,1 cm³ d'acide carbonique était retrouvé tout entier.

0,1 cm³ d'acide carbonique ne peut donc pas se perdre dans l'appareil. La quantité d'acide carbonique que j'ai constatée dans l'expérience avec l'émanation, était heureusement encore plus grande (de l'ordre de grandeur de 1 cm³). Quand on remplace la solution de thorium par de l'eau distillée on trouve seulement un peu moins de 0,1 cm³ d'acide carbonique.

La solution de thorium abandonnée à elle-même pendant quelque temps ne donne que des traces d'acide carbonique. Si l'action de l'émanation sur le thorium n'est pas un phénomène de transformation chimique, mais un phénomène d'oxydation, il faut qu'un autre agent oxydant, par exemple le permanganate de potasse, donne avec l'acide carbonique avec [illegible] de thorium [illegible] quantité [illegible] de tho-

rium une petite quantité de permanganate de potasse et je l'ai refroidi pour que l'action ne commence pas trop tôt. J'ai trouvé alors des quantités de gaz encore plus grandes que dans le cas de l'émanation. On peut donc conclure que l'acide carbonique qui se forme dans le thorium avec l'émanation ne provient pas d'une transformation de l'atome de thorium en carbone. En tous cas la production d'acide carbonique observée par M. Ramsay ne prouve pas cette transformation parce que l'action oxydante sur l'impureté organique du thorium donne également de l'acide carbonique. L'impureté contenue dans le sel de thorium est très probablement une trace d'acide oxalique qui est employé au cours de sa préparation. Il me paraît probable que dans le cas des autres substances, qui ont donné un dégagement de gaz carbonique, une cause analogue pourra être mise en évidence.

Manuscrit reçu le 1er août 1911.

Étude et enregistrement des orages. Leur prévision

Par A. TURPAIN

Faculté des Sciences de Poitiers. — Laboratoire de Physique.

La solution du problème de l'*annonce de l'orage* présente, dans bien des cas, un très grand intérêt pratique; s'il s'agit, par exemple, de prévoir et de parer à la chute possible de la grêle.

Les détecteurs d'ondes électriques, en particulier le cohéreur, sont sensibles à l'effet des décharges électriques d'origine atmosphérique. Le cohéreur permet donc d'observer les orages à distance.

Le cohéreur est placé dans un circuit formé d'une pile et d'un frappeur (fig. 1).

L'une des électrodes du cohéreur communique

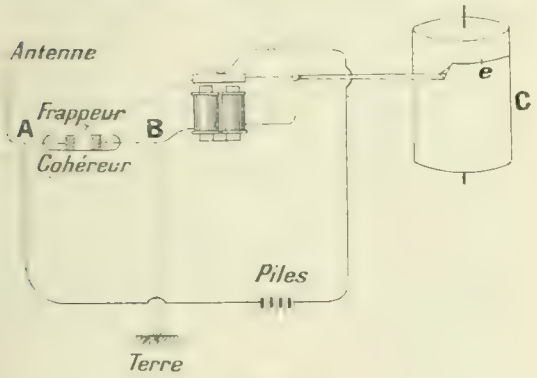


Fig. 1.

avec une antenne, long fil métallique isolé dressé verticalement.

L'autre extrémité du cohéreur est reliée à la terre. La très grande résistance que présente la limaille du cohéreur s'oppose à ce que le courant actionne le frappeur.

Mais l'antenne vient-elle à recevoir des ondes électriques, ou se trouve-t-elle influencée par une décharge électrique d'origine atmosphérique, même lointaine, et la résistance du cohéreur diminue au point que le courant de la pile traverse l'électro-aimant du frappeur. On dit, que le cohéreur est cohéré. Le marteau du frappeur choque alors brusquement le tube cohéreur et le ramène à sa résistance primitive. Une plume d'enregistrement, située à l'extrémité du levier frappeur prolongé, permet d'enregistrer les décharges, *e*, sur un cylindre C en rotation à l'aide d'un mouvement d'horlogerie.

La figure 2 représente le schéma d'un poste d'observation et de prévision des orages que nous avons

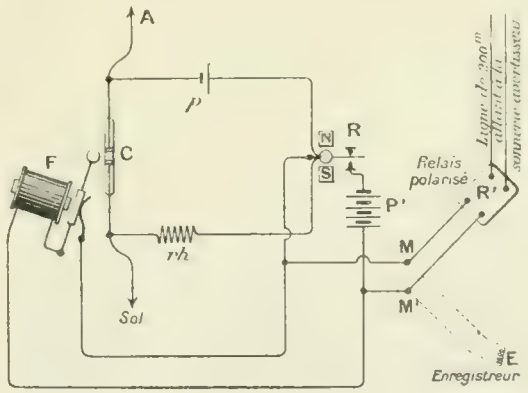


Fig. 2.

établi naguère, en 1902, au domaine de Pavie à Saint-Émilion (Gironde). Un relais est intercalé dans le circuit d'un cohéreur.

Il actionne d'une part le frappeur, d'autre part un second relais polarisé. Il fallait en effet avertir de la cohération le régisseur séjournant à 200 mètres du lieu, où sur une hauteur, était établie l'antenne. Une sonnerie électrique, commandée par le relais polarisé, remplissait cet office. Le 19 juin 1902 nous avons pu, alors que le ciel était serein et sans nuage à l'horizon, prévoir, dès 11h,30 du matin, un orage dont le premier coup de tonnerre ne se fit entendre qu'à 1 heure du soir et qui éclatait, sur Pavie à

4 heures 1/2 de l'après-midi. L'orage avait donc été prévu à trois heures avant son arrivée.

Les cohéreurs à limaille sont inconstants, inégaux : ils ne sont jamais semblables à eux-mêmes. Je leur préfère, dans le dispositif décrit plus haut, sur mes indications la maison J. Richard construit, le cohéreur à aiguilles à coudre. A l'exemple de M. Février, des aiguilles à coudre sont placées en croix. J'ai adopté la combinaison suivante : sept aiguilles n° 5 sont croisées de manière à réaliser six contacts en séries.

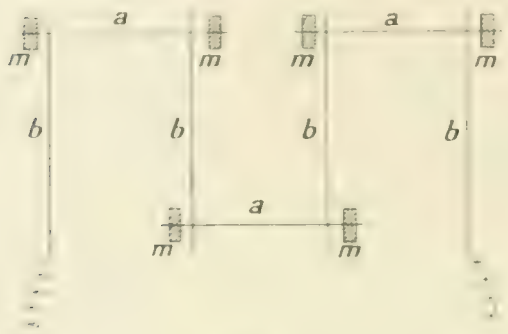


Fig. 3.

Les trois aiguilles *a*, *a*, *a*, posées sur les quatre autres *b*, *b*, *b*, *b*, sont munies à leurs extrémités de petites masses de cuivre au moyen desquelles on peut graduer la pression. De petits boutons, fixés à la planchette qui supporte le tout, empêchent le déplacement des aiguilles tout en les laissant mobiles.

La figure 4 représente le dispositif que nous avons combiné pour le baromètre enregistreur.

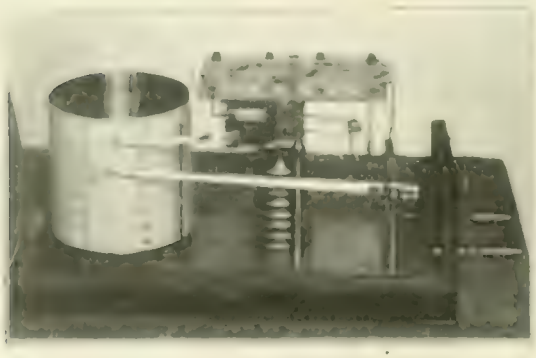


Fig. 4.

[illegible]

[illegible] placés sur une même plaque [illegible] en partie [illegible].

[illegible] la petite [illegible] en laiton [illegible] de 10 [illegible] et munie d'une plume d'enregistreur et l'autre extrémité porte un [illegible] qui [illegible] le [illegible] le [illegible].

[illegible]

baromètre enregistreur, les décharges atmosphériques s'inscrivent parallèlement à la pression. En employant trois cylindres enregistreurs interchangeables, faisant respectivement leur révolution en une semaine, un jour et une heure, on peut commodément observer et enregistrer avec régularité les orages. En temps ordinaire le cylindre hebdomadaire est en fonction ; on le remplace pour l'étude d'une journée orageuse, par le cylindre journalier, et à l'approche d'un orage, par le cylindre horaire.

On trouve des indications complémentaires sur les observations d'orage faites à l'aide de ces dispositifs, dans les divers mémoires et articles que j'ai publiés, et notamment dans : *La télégraphie sans fil et les applications pratiques des ondes électriques*, 2e édition, G. V., 1908, ch. XI, Étude des orages ; — C. R. de l'A. F. A. S., *Congrès de Lille*, 1909, p. 575. *La Nature* : les orages et les observations, 1er mai 1909.

Les conditions optima de l'emploi des contacts aiguilles sur aiguilles employés comme cohéreur correspondent à 0,25 volt par contact. Un élément Leclanché (une pile sèche Delafond, type des téléphones, convient parfaitement) suffit tant à la décohération qu'à l'inscription.

On peut associer le cohéreur à aiguilles disposé à la manière dont nous l'indiquons, soit avec un baromètre enregistreur, soit avec un statoscope.

Il est mieux encore de l'adapter à un milliampèremètre enregistreur. Le précédent enregistreur d'orages ne donne que le moment d'une décharge atmosphérique. En combinant un milliampèremètre enregistreur avec le cohéreur à aiguilles, j'ai réalisé un dispositif enregistreur qui permet d'obtenir des renseignements sur l'approche des temps orageux. C'est ainsi que les avertisseurs d'orages à milliampèremètre enregistreur construits sur mes indications par M. J. Richard et dont sont munis mes postes de Poitiers (Faculté des Sciences) et de la Rochelle, me permettent constamment de prévoir les orages 2 heures, 3 heures et même 4 heures à l'avance. Le milliampèremètre de 0 à 100 milliampères de 3 ohms de résistance convient parfaitement.

C'est un de ces avertisseurs d'orages à milliampèremètre enregistreur qui m'a permis de prévoir le 15 de [illegible] dernier, au poste de la Rochelle, et qui permit d'observer la production d'un éclair globulaire consécutif au bombardement de l'[illegible] (Voir *La Nature*, 1911, n° du 22 avril ; *Journal de Physique*, mai 1911, p. 372).

La station de la rue de [illegible] depuis 1905 à l'observatoire du Puy-de-Dôme [illegible] de la société du [illegible] Bruchet le plus cordial accueil.

La figure 5 représente un [illegible] d'orages associé à un milliampèremètre et [illegible] dans le [illegible] milliampèremètre [illegible]. Le pil-

sente est à l'extérieur de l'appareil. Un petit voltmètre de 0 à 5 volts permet de s'assurer en pressant un bouton de contact que la pile n'est pas encore

Fig. 5.

polarisée et qu'elle fournit bien 1,4 à 1,5 v. nécessaires aux six contacts en série des aiguilles. Ce dispositif à milliampèremètre-enregistreur, suspendu comme tous mes appareils au moyen de forts brace-

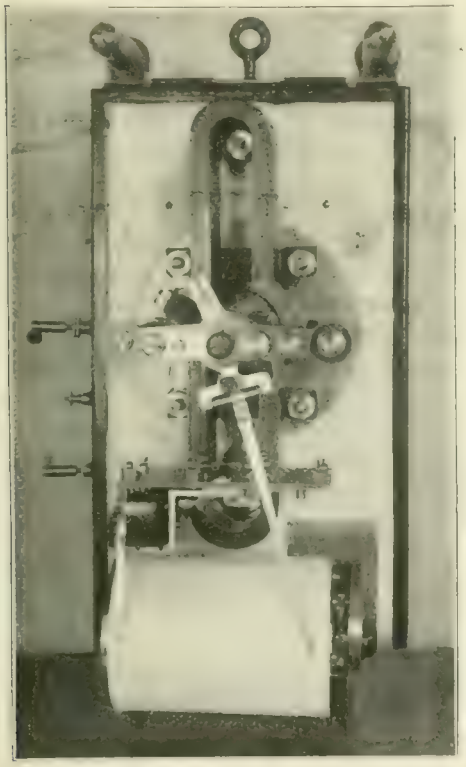


Fig. 6.

lets de caoutchouc, se trouve soustrait complètement à l'influence nuisible des vibrations mécaniques.

Il suffit, pour le soustraire aux influences des ondes électriques voisines d'anti-inducter tout l'appareil et au besoin une certaine longueur de l'antenne. On y parvient en tapissant d'étain toute la cage de l'appareil et en constituant la portion d'antenne à anti-inducter par un fil sous plomb dont le revêtement métallique est en relation avec la tapisserie d'étain.

Parfois les ondes parasites dont on cherche à se débarrasser ne sont pas dues à la manœuvre d'interrupteurs ou autres appareils électriques voisins du cohéreur, mais bien à des ondes émises par un poste de télégraphie sans fil. Tel est le cas pour les appareils enregistreurs d'orages de Paris dont les antennes reçoivent les ondes électriques très puissantes émises par la Tour Eiffel. C'est le cas du poste d'orages installé et surveillé par M. Pouliez, place de la Nation, et qui emploie quelques-uns de mes dispositifs avertisseurs.

On arrive alors à effectuer le départ entre les ondes d'origine atmosphérique et les ondes de télégraphie sans fil, qui ici, sont les ondes parasites, en réglant la pression des contacts. Ainsi au poste de la Nation réglé et surveillé avec beaucoup de soin par M. L. Pouliez, les signaux horaires et les autres émissions de la Tour Eiffel sont marqués par 0,5 ma, l'après midi et le soir, par 1 ma. le matin au lever du soleil (fait constaté journellement). Comme la décohération se produit pour 40 ma, on peut très aisément faire le départ des décharges de télégraphie sans fil. Ce poste de la Nation possède un de mes dispositifs depuis le 15 mars. Il a déjà servi à enregistrer plusieurs orages, en particulier un qui avait éclaté à l'ouest de Paris à 50 kilomètres et un autre à Crépy-en-Valois.

On peut régler la sensibilité du cohéreur à aiguilles au moyen des masses *m* (fig. 5) qui assurent une pression plus ou moins forte. — Pour éviter que l'humidité ne vienne à faire varier la valeur cohérante du contact aiguille sur aiguille, il est bon de maintenir constamment une substance desséchante dans la cage de l'appareil. Mes dispositifs comportent à cet effet une petite nacelle à $CaCl^2$. — On pourrait placer tout le dispositif, frappeur et planchette de cohéreur, dans le vide mais, en dehors de la difficulté qu'il y aurait à assurer le vide dans une enceinte comprenant une planchette de bois, cela rendrait le réglage des contacts et leur vérification assez malaisé et compliquerait inutilement le dispositif.

Quand on utilise l'enregistreur à milliampèremètre on apprécie l'approche où l'éloignement du météore à la valeur plus ou moins intense du courant admis par le cohéreur. On peut d'ailleurs, lorsque les inscriptions de la plume des décharges se font trop fréquentes, alors que l'orage est éloigné, diminuer la sensibilité du cohéreur en posant rapidement quelques masses supplémentaires m (voir fig. 5) à cheval sur les aiguilles B. Des bouts de fils fusibles de plomb manœuvrés au moyen d'une brucelle suffisent à ce réglage supplémentaire et momentané. On peut également shunter légèrement le milliampère-

aussi pour lui permettre momentanément de ne pas dépasser ses limites d'intensité malgré le courant [illegible] grâce à la suppression, dans [illegible], sans que la décohération se produisant ramène le tout au zéro. Il est d'ailleurs bon, lors de l'observation d'un orage de l'approche [illegible] d'être averti, de remplacer le cylindre enregistreur journalier, par un cylindre enregistreur horaire.

J'ai également combiné des dispositifs bolométriques d'observation d'orages, qui ne sont susceptibles d'être utilisés que par des observatoires munis d'un personnel habitué aux mesures physiques délicates. Les dispositifs précédents conviennent par contre parfaitement aux petites stations. Il suffit de savoir changer les feuilles des tambours enregistreurs pour les utiliser. A l'inverse [illegible] que présente tout cohéreur qui, même [illegible] constitué comme ceux à aiguilles de M. [illegible], par des contacts bien définis, ne reste jamais tout à fait semblable à lui-même, le dispositif bolométrique substitue l'échauffement d'un fil de platine pur qui demeure rigoureusement semblable à lui-même au début de chaque réception.

Les indications d'un galvanomètre placé dans le pont du dispositif bolométrique sont alors rigoureusement proportionnelles à la racine carrée de l'intensité des décharges atmosphériques reçues par l'antenne. On peut donc, en comparant les indications des décharges successives, avoir des renseignements sur leurs valeurs respectives, et, dans bien des cas, en tirer des indications sur la marche de l'orage.

Le schéma du dispositif est donné par la figure 7.

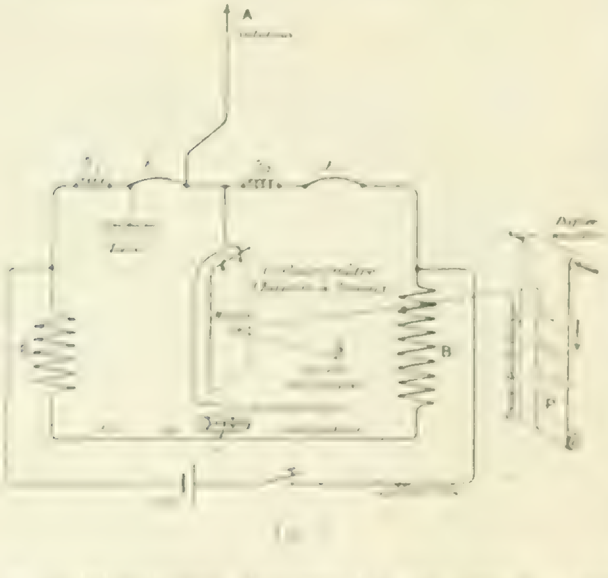


Fig. 7.

Les fils bolométriques identiques b, b_1 de diamètre [illegible]

[illegible] des ondes électriques dans le reste du circuit et les localisent dans le fil b_1 sont plongées côte à côte dans une cuve d'huile de pétrole. Les deux bobines de fil de maillechort B et B destinées à compenser le pont sont également plongées côte à côte dans la cuve d'huile.

L'équilibre du pont est obtenu par la manœuvre du contact C qu'on peut mouvoir au moyen d'une vis micrométrique.

L'arrivée d'ondes dans le fil b_1 produit, par l'échauffement du fil qu'elles occasionnent, un déséquilibre du pont qui se traduit par une élongation du galvanomètre. Cette élongation proportionnelle à l'intensité du courant est donc proportionnelle à la racine carrée de la puissance reçue par l'antenne. C'est cette élongation que j'enregistrais en 1908 et 1909, lors de mes premiers essais de ce dispositif, au moyen du déplacement d'un spot lumineux par le miroir du galvanomètre (voir fig. 7) sur une bande photographique sensible animée d'un mouvement de rotation (enregistreur photographique Richard).

En utilisant comme fil bolométrique b_1 deux ou trois fils de diamètres assez différents, 60 μ, 40 μ et 30 μ, on peut, par exemple, être renseigné jusqu'à un certain point sur le parcours et la distance des décharges d'un même orage.

L'inconvénient que présente l'inscription photographique, dont le plus grand est de ne lire ces inscriptions qu'après développement, nous a fait rechercher sur ce point un perfectionnement de notre dispositif. Dès 1909, [illegible] les mouvements du spot lumineux et par suite les effets des décharges successives d'orages réels sur ce dispositif bolométrique, nous convainere qu'il présentait un réel intérêt. Puisqu'il donne à chaque instant une valeur exacte de la puissance de la décharge reçue il permet de suivre dès lors, et cela d'une manière très approchée, les phases successives du phénomène orageux et d'en mesurer exactement la valeur.

Nous avons d'abord cherché à la manière des dispositifs Kodak à développer la bande au fur et à mesure de son impression. Mais cela complique assez notablement le dispositif et ne permet pas de connaître la valeur de l'énergie de la décharge reçue par l'antenne au moment même où elle se produit. Nous nous sommes donc proposés de réaliser l'inscription graphique des courants bolométriques, courants qui n'atteignent pas toujours 1 milliampère et sont le plus souvent de l'ordre de 10 à 100 microampères. Il était nécessaire que le dispositif inscripteur [illegible]

[illegible] M. [illegible] Richard [illegible]

enregistreur susceptible d'être associé à des dispositifs bolométriques et qui permet d'enregistrer, non pas photographiquement, mais au moyen d'une plume munie d'encre, de 0 à 10 milliampères avec un déplacement de la plume de 100 millimètres. Un millimètre équivaut donc à 100 microampères. On peut facilement apprécier le 1/5 de millimètre, c'est-à-dire inscrire à la plume une variation de 20 microampères. Et cependant le cadre du système mobile ne comporte qu'un circuit de 5 ω à peine de résistance. Ce cadre est placé entre les pièces polaires de profil spécial d'un électro-aimant Weiss dans lequel il n'est nécessaire d'envoyer qu'un courant de 3 ampères[1].

J'espère arriver avec cet enregistreur à rendre mes dispositifs bolométriques d'enregistrement de l'énergie des décharges atmosphériques aussi pratiques et aussi faciles à confier à des mains peu expérimentées que le sont mes dispositifs actuels enregistreurs et préviseurs d'orages, avertisseurs d'orage avec baromètre ou avertisseurs d'orage avec milliampèremètre.

L'étude suivie et l'enregistrement certain des phénomènes orageux par les appareils inscripteurs, toujours semblables à eux-mêmes, présente un très grand intérêt. Lorsqu'on aura, en effet, réuni concernant ces phénomènes les documents certains et irréfutables que sont les feuilles d'enregistrement d'appareils robustes, bien étudiés et bien réglés, on pourra sans nul doute en tirer des conséquences aussi importantes que celles qu'on déduit de l'enregistrement de la pression atmosphérique pour la construction des isobares. Jusqu'à présent les observations d'orages sont tributaires de la conscience et du dévouement plus ou moins grand des observateurs qui notent sur des feuilles d'observations les éclairs, les coups de tonnerre parfois avec beaucoup de soin, parfois aussi en se fiant aux on-dit. De semblables documents ne peuvent être comparables. Des appareils tels que ceux que je viens de décrire permettent d'enregistrer automatiquement tous les coups de tonnerre, de suivre un orage, d'enregistrer même l'énergie des diverses décharges successives. Lorsque ces dispositifs se seront répandus, la comparaison des feuilles d'inscription, soit de l'inscripteur à milliampèremètre, soit mieux encore de l'enregistreur à bolomètre, permettront d'obtenir d'une façon certaine la carte des orages d'une région et d'avoir sur chaque orage des renseignements complets et surtout comparables.

On pourra se rendre compte avec certitude si en particulier les dispositifs paragrêles sont efficaces. C'est justement pour prévenir assez à l'avance les viticulteurs de Saint-Émilion de l'approche d'un orage que le poste de Château-Pavie avait été installé et muni de dispositifs préviseurs d'orages en 1902. Cette région était en effet dès cette époque munie de canons paragrêles. On sait que l'efficacité de ce procédé paragrêle paraît lié à l'attaque des nuages orageux faite assez tôt et dans une direction convenable, soit par des canons, soit mieux par les fusées paragrêles.

D'autres dispositifs paragrêles automatiques viennent d'être préconisés, ayant pour but la décharge continue et préalable des nuages orageux et empêchant, en même temps que la formation même des orages, la chute de la grêle. Ces dispositifs sont assez coûteux. L'étude au moyen d'enregistreurs d'orages distribués dans une même région, avant et après que cette région aura été munie des paragrêles automatiques, est susceptible d'indiquer sans conteste si ces dispositifs paragrêles automatiques ont l'efficacité qu'on leur accorde et que, dans l'état actuel de nos connaissances on ne peut *a priori* leur dénier.

De même le préviseur d'orages disposé à la station de la Nation chez M. Pouliez sert à prévenir les agriculteurs de Montreuil. Il leur a déjà fourni cette année de précieuses indications, les prévisions leur étant téléphonées du poste de la Nation par les soins de M. Pouliez.

Tant du point de vue des progrès de la météorologie électrique que du point de vue, d'intérêt plus immédiatement pratique, du contrôle des divers dispositifs paragrêles, la réalisation d'appareils enregistreurs d'orages vraiment pratiques et comparables m'a paru désirable. Je me suis efforcé de combiner de semblables enregistreurs et je crois les avoir rendus pratiques. Évidemment, ils sont encore perfectibles, mais tels quels ils me paraissent susceptibles d'être employés avec succès dans la pratique des observatoires.

1. Voir la description de cet appareil dans *Le Radium*, 8 (1911) 388.

(Manuscrit reçu le 20 juin 1911.)

ANALYSES

Radioactivité

Une limite supérieure de l'action du champ magnétique sur la radioactivité. — **Weiss** (**P.**) et **Piccard** (**A.**) (*Arch. Sc. Phys. et Nat.*, **31** (1911) 554-556). La chaleur n'agit pas sur la durée d'oscillation des électrons dans l'atome; cette durée est au contraire changée par le champ magnétique. On pouvait se demander si en radioactivité il n'en est pas de même, et si la radiation, qui est insensible à la température, ne sera pas modifiée par le champ magnétique.

Deux procédés se présentaient : mesurer avec et sans

champ. [illegible] d'un corps à vie courte, on regarde si la radioactivité est modifiée par le champ.

Les mesures ont porté cette dernière méthode qui permettant [illegible] sensibilité. 6,6 mgr. de Ra Br² sont introduits dans un entrefer d'électro-aimant pouvant donner 42 500 gauss. Les rayons α et β étant déviables [illegible], on les absorbe par 5 mm de plomb et on [illegible] les rayons γ seuls sur une chambre (placée à 2 m 50 de l'électro pour éviter l'action perturbatrice du champ sur les rayons secondaires déviables produits dans la chambre). La méthode employée était une méthode de zéro permettant d'accuser une variation de 1 millième du courant lorsqu'on établit le champ.

[illegible] montre que même dans ces conditions le [illegible] du champ de 42 500 gauss ne [illegible] les mesures. F. Henriot.

Les mesures de quantités infinitésimales de matières. — Ramsay W. (*Soc. Fr. de Physique*, séance du 20 [illegible] 1911). — Pour déterminer le volume d'émanation [illegible] par le radium, Ramsay emploie le dispositif suivant. Le bromure de radium en dissolution dans l'eau est relié à une pompe de Toepler; il reste après explosion du mélange tonnant un excès d'hydrogène qui est entraîné avec l'émanation et mis dans un petit tube de verre [illegible] dont les parois sont recouvertes de potasse fondue. A côté de [illegible] est un siphon recourbé formé d'une sorte de bonnet de verre; en élevant le bonnet et en poussant le tube au-dessus, les gaz entrent par *b*. En ouvrant *h* et baissant *f*, l'appareil est en communication [illegible] trompe, [illegible] l'appareil, on fait rentrer de l'hydrogène pour déplacer l'air adhérent aux parois, on revide et [illegible] l'hydrogène et l'émanation sont introduits par le bonnet en verre; *j* est un tube contenant de [illegible] pour absorber [illegible]

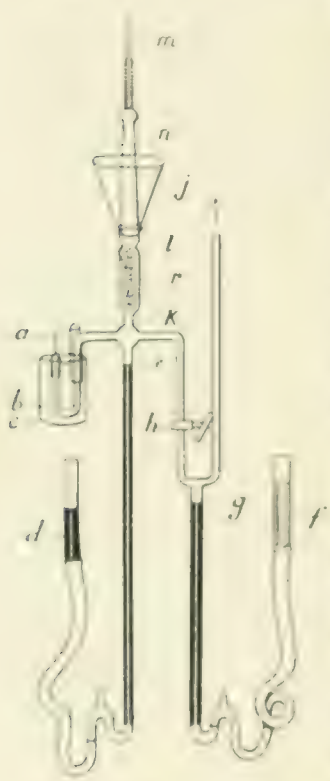


Fig. 1.

[illegible] parallèles de désintégration pour lesquelles les propriétés chimiques évoluent parallèlement dans beaucoup de circonstances.

Il semble alors que [illegible] voisin de celui du radium et que le terme stable final soit [illegible] G. Dupont.

1. [illegible]

gaz à — 71°, il devient opaque, se solidifie, le verre émet alors un éclat brillant bleu d'acier; dans l'air liquide, la couleur est rouge orangé. Le volume de l'émanation liquide a été mesuré; ce liquide est 5,7 fois plus lourd que l'eau.

L'auteur rappelle ses expériences sur la densité du niton (nom qu'il donne à l'émanation du radium[1]) à l'aide de la micro-balance en quartz, et rend compte des essais préliminaires qu'il fit sur le xénon.

MM. Cuthbertson et Porter ont déterminé l'indice de réfraction du niton, en employant moins d'un dixième de mm³ de ce gaz. Au bout d'un tube capillaire scellé, on a poli deux surfaces, parallèles à l'axe du tube, et on a percé le tube d'un petit trou perpendiculaire aux surfaces; en collant sur ces dernières deux plaques de verre poli, on a une petite chambre d'environ 6 mm³ de capacité. Sur le verre poli deux petits cercles ont été platinisés, de sorte que la lumière pouvait passer à travers la partie platinisée, et aussi être réfléchie par les surfaces métalliques des plaques. En regardant la lumière d'une lampe à mercure à travers le trou, on voit des franges en forme de cercles concentriques, dont la longueur des rayons se change à chaque changement de pression. En mesurant le nombre des bandes qui passent par un point déterminé, pour un changement de pression connue, on arrive à calculer la réfraction du gaz. L'émanation détériore le platinage. Pour la lumière blanche, $(\mu-1)$ est environ 0,000055.

La balance en quartz a permis de déterminer les quantités de gaz qui adhèrent au métal.

L'eau pure en s'évaporant laisse un dépôt cristallin, l'auteur suppose que l'eau en s'évaporant s'électrise, et attire les poussières. Ed. Sattes.

Le processus radioactif de transformation. — Gruner P. (*Arch. Sc. Phys. et Nat.* 31, 1911, 509-511). — L'auteur expose sous une forme simple l'état actuel de nos connaissances sur les transformations radioactives. E. Henriot.

Le poids atomique de l'actinium. — Loring F. S. (*Chem. News*, 104, 1911, [illegible]). — On n'a pas encore trouvé de méthode satisfaisante de comparaison de l'actinium avec les autres éléments radioactifs permettant de déterminer son poids atomique. L'auteur a construit le tableau suivant dans lequel on remarque la régularité de la distribution des particules α, β et γ et des poids atomiques.

[illegible]	Transmutations.	[illegible]	[illegible]	[illegible]
278 [illegible]	[illegible]	[illegible]	Plomb	206 [illegible]
252,5	[illegible]	[illegible]	[illegible]	208 [illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]	[illegible]	210 [illegible]

[illegible]

1. [illegible]

Dispersion des particules α et β par la matière et structure de l'atome. — Rutherford (E.) [*Phil. Mag.*, 21 (1911), 669-689]. — 1. Lorsqu'une particule α ou β pénètre dans un atome, elle y est soumise à un champ électrique intense qui a pour effet de modifier sa direction; elle peut, en outre, perdre, en traversant l'atome, une partie de son énergie cinétique qui sera par exemple employée à ioniser cet atome.

Les lois de ces phénomènes dépendent évidemment de la structure de l'atome : leur étude apparaît donc comme l'un des moyens les plus suffisants pour acquérir des renseignements sur l'édifice atomique.

J.-J. Thomson a étudié ce problème tout récemment au point de vue théorique, en se plaçant dans l'hypothèse que l'atome est constitué par une sphère d'électricité positive homogène et remplissant tout le volume de l'atome, dans laquelle seraient disposés d'une manière uniforme des électrons en nombre suffisant pour neutraliser la charge positive. Des expériences ultérieures de Crowther sur la dispersion des rayons β ont entièrement vérifié les résultats de J.-J. Thomson, et l'ont conduit définitivement à admettre que le nombre d'électrons contenus dans un atome s'obtient en multipliant par trois le poids atomique. D'autres expériences, toutes récentes, du même auteur, cette fois sur la dispersion des rayons X sont encore venues confirmer la théorie de J.-J. Thomson en donnant pour les électrons contenus dans un atome d'aluminium le même nombre que les expériences relatives aux rayons β.

2. Pourtant cette théorie rend difficilement compte du fait suivant : une portion des rayons α qui frappent une lame métallique subit une déviation d'environ 90° et l'on trouve que cette portion est bien trop grande par rapport à la déviation moyenne des particules α (déterminée expérimentalement), lorsqu'on applique à la façon ordinaire le calcul des probabilités. Cette considération a amené Rutherford à imaginer qu'au lieu de subir un grand nombre de petites déviations à toutes leurs rencontres avec les atomes, les particules α ou β peuvent ne subir qu'une seule grande déviation, lors d'une rencontre unique particulièrement favorable (les épaisseurs de matière traversées étant supposées très petites). Et pour que de si grandes déviations soient possibles, il a admis que l'atome est formé d'une charge centrale positive $+Ne$ occupant un très petit volume (dont les dimensions sont petites par rapport à 10^{-12} cm, le diamètre de l'atome étant de l'ordre de 10^{-8} cm), des électrons en nombre N étant alors répartis uniformément dans le volume atomique. Sur cette hypothèse, il est possible d'édifier toute une théorie que Rutherford appelle théorie de la dispersion simple (par opposition avec la dispersion composée de la théorie de J.-J. Thomson), qui rend parfaitement compte des expériences relatives aux rayons α. Si l'on admet que la loi de Coulomb est valable à l'intérieur des atomes, on trouve que des éléments importants de cette théorie sont :

$$b = \frac{2NeE}{m^2u^2} \quad \text{et} \quad p$$

b étant la distance minima à laquelle un projectile α portant une charge E, une masse m s'approchera du centre d'un atome, lorsqu'il est lancé vers ce centre avec une vitesse u.

p est la distance du centre d'un atome à la droite passant par la vitesse initiale d'une particule α ou β qui va ensuite pénétrer dans l'atome.

N est le nombre d'électrons d'un atome, e la charge élémentaire.

On trouve alors que la déviation φ subie par une particule α ou β lors d'un choc avec un atome est donnée par

$$(1) \qquad \operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{b}{2p}$$

puis, la probabilité ρ pour qu'une telle particule subisse une déviation supérieure à φ est :

$$(2) \qquad \rho = \frac{\pi}{4}\, nlb^2 \frac{1}{\operatorname{tg}^2\frac{\varphi}{2}}$$

l étant l'épaisseur de l'écran qu'on lui fait traverser et n le nombre d'atomes par centimètre cube.

Enfin, on trouve que le nombre y de particules α, tombant sur l'unité de surface, et déviées d'un angle moyen φ après avoir traversé une épaisseur l de matière est :

$$(3) \qquad y = \frac{nlb^2Q}{16r^2}\,\frac{1}{\sin^4\frac{\varphi}{2}} \qquad b = \frac{2NeE}{mu^2}$$

Q étant le nombre total de particules incidentes, r la distance à laquelle on les observe à partir de l'écran qui les disperse.

En admettant que, pendant une telle rencontre, il y a conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique du système constitué par l'atome choqué et la particule choquante, on arrive à l'équation

$$(4) \qquad \rho = \frac{\cos\varphi}{K+1} \pm \frac{1}{K+1}\sqrt{K^2 - \sin^2\varphi}$$

dans laquelle $\rho = \frac{v_2}{v_1}$ est le rapport de la vitesse finale à la vitesse initiale de la particule α ou β.

K est le rapport $\frac{M}{m}$ de la masse de l'atome choqué à la masse de la particule.

φ l'angle dont est déviée la particule.

En se plaçant dans le cas où $\varphi = \frac{\pi}{2}$, on trouve

$$\rho = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}}$$

ce qui donne $\rho = 0{,}979$ pour un atome d'or
$\rho = 0{,}86$ pour un atome d'Al.

Ainsi les particules seraient ralenties davantage par les atomes légers.

Enfin, à côté de cette dispersion par rencontre unique, il y a lieu de tenir compte d'une dispersion produite par de nombreuses rencontres d'une particule α ou β avec des atomes, chacune ne produisant qu'une déviation très faible. Rutherford reprend alors l'étude de la dispersion en ne considérant que les rencontres dans lesquelles p est plus grand que 10^{-11} centimètre cube. Il désigne par dispersion « composée » la dispersion produite par de telles rencontres. Il trouve alors que la déviation moyenne produite par un atome est donnée par l'expression $\frac{b}{2R}\left(1 + \frac{5\pi}{4} + \frac{15{,}4}{N}\right)^{\frac{1}{2}}$. En négligeant le 2e terme entre parenthèses, qui est relatif à la dispersion due aux électrons de l'atome, on trouve pour la déviation moyenne θ_t produite par une épaisseur de matière t :

$$(5) \qquad \theta_t = \frac{5\pi b}{8R}\sqrt{\pi R^2 nt} = \frac{5\pi b}{8}\sqrt{\pi nt}$$

La probabilité p_1 pour que la déviation d'une particule

soit supérieure à 1, reste $\frac{3}{2}$ d'où

$$\theta = \frac{3}{64} \log \log p_1$$

Dans l'hypothèse où seule la dispersion par rencontre unique se produit, on a pour la probabilité p_2 du même fait

$$p_2 = \frac{3}{4} \log \frac{1}{1 - e^{-\frac{3}{2}}}$$

soit

$$p_2 \log p_1 = 0.181\, e^{-\frac{1}{\log p_1 \frac{3}{2}}}$$

Si p_1 est petit il vient :

$$p_2 \log p_1 = 0.72$$

soit

$$p_2 = 0.5 \quad \text{si} \quad p_1 = 0.24$$
$$p_2 = 0.1 \quad \text{si} \quad p_1 = 0.0004$$

Ces formules montrent que la déviation des particules est due presque uniquement à la dispersion simple, lorsque la fraction de particules ayant subi cette déviation est faible.

Dans la dernière partie de son mémoire, Rutherford compare les résultats de cette théorie avec les données expérimentales relatives aux rayons α que fournissent les travaux de Geiger et Marsden; puis avec les expériences de Crowther, en ce qui concerne les rayons β.

Pour ce qui est des rayons α, il y a une concordance [illegible] entre la théorie de la dispersion « simple » et l'expérience; de plus, les expériences montrent que le nombre N est proportionnel au poids atomique, le coefficient de proportionnalité étant voisin de 0,7.

La concordance est moins bonne en ce qui concerne les rayons β. On se souvient que Crowther avait à vérifier que les expressions $\frac{\log \theta}{\sqrt{t_m}}$ et $\frac{\log \theta}{t_m}$ sont constantes pour une même matière absorbante, t_m est l'épaisseur de matière telle que la moitié des particules reste déviée à l'intérieur de l'angle θ. Or, il est facile de voir que les équations 2 et 6 conduisent exactement au même résultat, lorsque θ est petit, ce qui était bien vérifié dans les expériences de Crowther, seules les constantes ne sont pas les mêmes. Mais les deux théories de J.-J. Thomson et de Rutherford divergent sur le point suivant : la théorie de la « dispersion simple » exige que la fraction des particules qui demeurent à l'intérieur d'un angle donné, après le passage d'une épaisseur t de matière, soit égale à $\theta = kt$, k étant constant. Au contraire, cette même fraction est égale à $1 - e^{-\frac{t}{t_m}}$ dans l'hypothèse de J.-J. Thomson. Crowther semble avoir vérifié cette dernière conséquence en employant de l'aluminium.

D'autre part, d'autres expériences de Marsden semblent [illegible] à la théorie de la dispersion. Quoiqu'il en soit, il est certain qu'en appliquant la théorie de la « dispersion simple » aux résultats numériques des expériences de Crowther, on trouve le même coefficient de proportionnalité entre N et le poids atomique que celui qu'on déduit des expériences de Geiger sur les rayons α. La théorie de Rutherford est [illegible] avec le résultat auquel est parvenu Schmidt en étudiant les [illegible] d'absorption des rayons β par le nickel : on a [illegible] θ [illegible] coefficient [illegible] représente le [illegible] des particules [illegible] de la [illegible] [illegible] le coefficient [illegible] est proportionnel à nA^2, A étant le poids atomique de l'écran; or, c'est précisément ce que donne la théorie de Rutherford si l'on admet que N est proportionnel à A.

L. Dunoyer.

Sur la quantité de radium contenue dans quelques minerais d'uranium. — Marckwald (W.) et Russell (A. S.) (*Chem. News*, 103, 1911, 277-278). — Les expériences de Mlle Gléditsch, de Soddy et Pirret, de Marckwald et Russell ont établi que le rapport du radium à l'uranium est notablement différent dans le cas d'une pechblende et celui d'une autunite. Les expériences récentes des auteurs confirment pleinement ces résultats et apportent une explication séduisante de cette différence.

La quantité de radium présente dans les minéraux étudiés a été déterminée par la méthode de l'émanation : l'attaque des minéraux était faite par l'acide sulfurique concentré additionné de quelques cristaux de salpetre. L'acide sulfurique concentré dissout le sulfate de barium et celui de radium et l'émanation se dégage par la chauffe. Parmi les échantillons étudiés, il n'y en avait pas contenant de quantités appréciables de sulfures, de sorte que l'attaque par l'acide nitrique, par l'acide chlorhydrique ou par l'acide sulfurique concentré conduisait à la même quantité de radium à 2 pour 100 près.

Le rapport du radium à l'uranium dans la pechblende de Joachimsthal étant représenté par 100, les auteurs ont trouvé la valeur 98,1 pour la thorianite. Quant à l'autunite, les résultats ont été différents à la fois des autres minéraux et suivant les échantillons d'autunite : une autunite d'Autun a donné le rapport 27,7; une autunite d'origine inconnue, 60,7; cinq échantillons d'autunite portugaise ont fourni les valeurs 20,7, 24,9, 38,6, 41,7 et 68,0.

Il est ainsi établi que l'autunite ne renferme qu'une fraction de la quantité théorique de radium. La faible proportion dans l'autunite de plomb et d'hélium a fait supposer que ce minéral est si jeune que la formation des produits résultant de la destruction de l'uranium n'est pas encore complète. Soddy évalue l'âge de l'autunite à une trentaine d'années et pense que l'hélium y est occlus et que le radium y a été introduit par un effet d'isomorphisme.

Les auteurs pensent que l'autunite est un minéral plus ancien que ne le ferait croire la quantité de radium qui y est présente et que la structure spongieuse de ce minerai a rendu incomplète l'occlusion de l'hélium et a facilité le départ par l'eau du radium et du plomb.

Il était possible de se rendre compte de la valeur de cette explication, en déterminant pour ce même minéral la quantité d'ionium présente. Si l'ionium y était complètement absent, l'explication de Soddy prévaudrait. Si cette quantité correspondait à celle du radium, on devrait conclure que l'âge de l'autunite est de plusieurs milliers d'années; si la quantité d'ionium était relativement plus grande que celle du radium, l'explication des auteurs serait parfaitement confirmée.

L'ionium a été dosé par précipitation par l'acide fluorhydrique additionné d'un peu de cérium; on a traité le précipité par le bisulfate, précipité par l'ammoniaque et dissous finalement dans l'acide chlorhydrique. La solution évaporée ne contenait que l'ionium comme substance radioactive et était étudiée à l'électroscope. Les pechblendes ont montré que la quantité d'ionium était rigoureusement proportionnelle à la quantité d'uranium [illegible] 100 près. La quantité d'ionium est relativement plus faible dans les autunites, mais est plus uniforme dans différents échantillons, que cela n'avait lieu pour le radium; cette quantité est toujours très élevée. La vie moyenne de l'ionium n'étant pas inférieure à 50 000 ans, il résulte que l'âge de l'autu-

nite est au moins de quelques centaines de milliers d'années.

L'étude des auteurs sur la carnotite, la rutherfordine et l'étude du pourcentage en plomb, ont montré clairement l'influence de cet effet d'extraction. G. Dannel.

Électronique

Émission et absorption d'énergie par les électrons — Mc. Laren S. B., Univ. de Birmingham (*Phil. Mag.*, 22, 1911, 66-85). — On sait que Lorentz a donné une théorie du rayonnement qui aboutit à l'expression :

$$E_\lambda = \frac{8\pi k T}{\lambda^4} \qquad (1)$$

pour la quantité d'énergie contenue dans l'unité de volume et relative aux longueurs d'ondes comprises entre λ et $\lambda + d\lambda$; cette théorie n'est d'ailleurs valable que pour les vibrations de grande longueur d'onde. L'auteur reprend cette théorie, en se fondant sur la base très générale des équations d'Hamilton, en envisageant le champ électromagnétique du rayonnement comme un champ donné, extérieur à l'électron, et en appliquant la théorie du mouvements varié aux forces perturbatrices de ce champ, qui font que l'électron dévie de l'orbite qu'il aurait sous l'action de forces extérieures seules. Les changements de vitesse de l'électron sont supposés se faire d'une façon continue et lente par rapport au temps du libre parcours; le libre parcours est défini non pas comme l'intervalle entre deux collisions, mais comme la distance moyenne que doit franchir l'électron pour que sa vitesse ne garde plus aucune relation observable avec la vitesse primitive[1]. Le mouvement de l'électron étant défini au moyen de ses trois coordonnées x, y, z et des trois composantes p, q, r de son moment (lequel peut d'ailleurs dépendre d'une façon quelconque de la vitesse de l'électron et de la nature du champ), les équations du mouvement sont, dans la forme d'Hamilton :

$$\frac{dx}{dt} = \frac{dH}{dp}, \quad \frac{dy}{dt} = \frac{dH}{dq}, \quad \frac{dz}{dt} = \frac{dH}{dr}$$

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{dH}{dx}, \quad \frac{dq}{dt} = -\frac{dH}{dy}, \quad \frac{dr}{dt} = -\frac{dH}{dz} \qquad (2)$$

H étant l'énergie totale de l'électron.

Pour trouver la déformation de l'orbite correspondant à une force extérieure donnée, on substitue $x + \delta x, \ldots r + \delta r$ à $x, \ldots r$, on développe en séries et on fait usage de la méthode de différenciation suivant les constantes arbitraires; on trouve alors des expressions générales de $\delta x, \ldots \delta r$. L'énergie absorbée par unité de temps étant le travail du champ électrique ($\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y, \mathcal{E}_z$) sur le déplacement x, y, z, cette énergie est égale à

$$e\left(\mathcal{E}_x \frac{dx}{dt} + \mathcal{E}_y \frac{dy}{dt} + \mathcal{E}_z \frac{dz}{dt}\right)$$

$$= e\left(\mathcal{E}_x \frac{dH}{dp} + \mathcal{E}_y \frac{dH}{dq} + \mathcal{E}_z \frac{dH}{dr}\right) \qquad (3)$$

e étant la charge de l'électron.

Dans l'orbite déformée, $\mathcal{E}$ est remplacé par $\mathcal{E} + \delta\mathcal{E}$; par conséquent, l'énergie absorbée par suite de la déformation est[1]

$$e\int \delta\mathcal{E}_x\, dt = e\int \left(\frac{d\mathcal{E}_x}{dx}\delta x + \ldots + \frac{d\mathcal{E}_x}{dr}\delta r\right) dt \qquad (4)$$

Les variations $\delta x, \ldots \delta r$ sont données par les expressions trouvées précédemment ; les dérivées $\frac{d\mathcal{E}_x}{dx}, \ldots \frac{d\mathcal{E}_x}{dr}$ se calculent à partir de (3). En posant

$$dN = f(H)\, dx\, dy\, dz\, dp\, dq\, dr,$$

(où dN est le nombre d'électrons dont les positions sont contenues dans l'élément de volume $dx\,dy\,dz$ et les moments dans l'élément triple $dp\,dq\,dr$) et en intégrant l'expression (4) pour l'ensemble de tous les électrons considérés, on arrive à l'expression suivante pour l'absorption :

$$e^2(\mathcal{E}_x^2 + \mathcal{E}_y^2 + \mathcal{E}_z^2)\int\int\int\int\int\int f'(H)\,\psi(\lambda, H)\, dx \ldots dr \qquad (5)$$

$f'(H)$ est la dérivée de $f(H)$, $\psi(\lambda, H)$, une fonction déterminée de λ et de H, et l'absorption se rapporte à un train d'ondes défini par l'expression

$$E = E_0 \sin(\alpha x + \beta y + \gamma z - \alpha v t) \qquad (6)$$

Quant à l'énergie émise par le système d'électrons, elle s'obtient à partir du vecteur de Poynting, dans l'expression duquel on substitue les valeurs des potentiels scalaire et vecteur, relatifs à une charge ponctuelle en mouvement; le résultat final contient la même fonction $\varphi(\lambda, H)$ qu'auparavant, et on trouve que l'émission dans l'angle solide $d\Omega$ est égale à

$$d\Omega \cdot \frac{e^2 v^2 dv}{4\pi c^3} \int\int\int\int\int\int f(H)\,\psi(\lambda, H)\, dx \ldots dr \qquad (7)$$

Pour que le rayonnement soit en équilibre (pour qu'il soit « noir » selon Planck), il faut qu'il y ait égalité entre l'émission et l'absorption dans toutes les directions, c'est-à-dire que (5) soit égal à (7). Admettons que la distribution des électrons est telle que le veut la théorie statistique, c'est-à-dire qu'elle soit la distribution dite de Maxwell. On a alors

$$f(H) = e^{\frac{H}{kT}} \qquad (8)$$

et l'égalité entre (5) et (7) donne

$$\frac{\alpha^2 + \beta^2}{kT} = d\Omega \cdot \frac{v^2 dv}{4\pi c^3} \qquad (9)$$

L'énergie par unité de volume relative au train d'ondes (6) est égale à $\frac{1}{2\pi}(\alpha^2 + \beta^2)$; en supposant deux trains d'ondes polarisés à angle droit l'un par rapport à l'autre, l'énergie contenue dans l'unité de volume et relative à l'intervalle $d\lambda$ sera, si l'on tient compte de (9) :

$$E_\lambda\, d\lambda = 2\,\frac{1}{2\pi}\int kT\,\frac{v^2 dv}{4\pi c^3}\, d\Omega = kT\,\frac{v^2 dv}{4\pi c^3} = \frac{8\pi kT}{\lambda^4}\, d\lambda \qquad (10)$$

puisque $v = 2\pi c/\lambda$. On retrouve donc la formule de Lorentz dans le cas particulier de la distribution (8) ; sinon, on a pour déterminer E_λ, l'équation :

$$E_\lambda = \int_0^\infty \frac{d\log f(H)}{dH}\,\Phi(\lambda, H)\, dH = \frac{8\pi}{\lambda^4}\int_0^\infty \Phi(\lambda, H)\, dH \qquad (11)$$

1. La plus grande partie de l'énergie émise par l'électron doit avoir une période comparable à la durée du libre parcours ainsi défini ; cette période étant d'ailleurs en raison inverse de la température absolue, la loi de déplacement de Wien s'ensuit immédiatement.

1. La définition du libre parcours donnée plus haut intervient dans le choix des limites de l'intégrale.

[illegible] mais ni l'une ni l'autre ne sont d'accord avec la distribution [illegible] par [illegible] de Planck, [illegible] facteur de la forme $e^{-\frac{\nu}{kT}}$. Pour rendre compte d'une répartition de ce genre, il faut donc abandonner le système [illegible] quelque façon : l'auteur pense en effet que si les lois de la dynamique ordinaire ne conduisent pas à une distribution du genre de celle de Planck, il est possible cependant qu'elles ne s'opposent pas à ce qu'une telle distribution [illegible] E. Bauer.

Conductibilité électrique déduite de la théorie électronique dans le cas d'une force électromotrice oscillante. — Ishiwara J. [*Proc. of the Tokyo Math. Phys. Soc.* 6 (1911) [illegible]]. — H. A. Wilson [illegible] mais son résultat diffère de celui de Lorentz quand on suppose que la force électrique devient constante. L'auteur étudie la raison de ce désaccord et calcule une formule nouvelle qui donne la conductibilité, même dans le cas d'une force électromotrice constante. E. Henriot.

Sur les effets thermoélectriques (force électromotrice, effet Thomson) et la conductibilité calorifique de quelques éléments et combinaisons. Sur les vérifications expérimentales de la théorie des électrons. — Kœnigsberger J. et Weiss J. [*Ann. d. Phys.*, 35 (1911) [illegible]]. — [illegible] triques effectuées sur des corps mauvais conducteurs : silicium, sulfure de molybdène, FeS^2, FeS, magnétite, [illegible] petits barreaux.

La détermination des forces thermoélectriques des corps peu conducteurs de la chaleur et n'existant qu'en barreaux [illegible] cette raison, les nombres publiés dans les tables classiques [illegible]

Substances	[illegible]	[illegible]
Aluminium.	[illegible]	[illegible]
Magnésium. . . .	6,50	[illegible]
[illegible]	6,71	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
Palladium	7,54	[illegible]
[illegible]	8,02	[illegible]
Antimoine. .	9,65	2,2 × 10⁴
[illegible]	9,64	[illegible]
Constantan. . . .	14,06	[illegible]
[illegible]	1180,0	[illegible]
[illegible]	[illegible]	[illegible]
Oxyde de fer. . .	75000,0	[illegible]

[illegible] et Franz, l'accord des valeurs du nombre d'électrons libres N et de leur [illegible] méthodes, montre que ces grandeurs correspondent très vraisemblablement à une réalité. Le nombre des électrons libres est probablement inférieur à un par atome, [illegible]

Par contre, les [illegible] sur la pression des électrons, et sa variation avec la température, qui essayent [illegible] dent pas avec les faits. » E. Bauer.

Sur la théorie électronique de la thermoélectricité. — Baedeker (K.) [*Ann. d. Phys.*, 35 (1911) 75-89]. — L'auteur, et indépendamment de lui M. Kruger, ont développé en 1910 une théorie purement thermodynamique de la thermoélectricité. L'hypothèse fondamentale est la suivante : à chaque température, les électrons exercent à la surface du métal, une pression de vapeur déterminée. La théorie de la thermoélectricité [illegible] la théorie des piles de Nernst.

L'auteur étend sa théorie aux alliages, en admettant la loi des abaissements moléculaires de tension de vapeur. E. Bauer.

Sur les théories de la thermo-électricité. Comment elles sont vérifiées par les plus récentes données expérimentales. — Czermak P. [*Ann. d. Phys.*, 8 (1911) 341-[illegible]]. — [illegible] les diverses théories de la thermo-électricité, depuis celle de lord Kelvin jusqu'aux théories électroniques, et les discute à l'aide des données expérimentales les plus sûres.

D'après M. Czermak, pas une seule d'entre elles n'est bien d'accord avec l'expérience. Les divergences semblent toujours supérieures aux erreurs d'observation. D'ailleurs, [illegible] cerne les effets Peltier et Thomson.

La relation connue de lord Kelvin $\pi = T\frac{dV}{dT}$ (où π est la [illegible] T la température absolue, V la force électromotrice thermoélectrique) [illegible] près. On explique les discordances en remarquant que [illegible] irréversible.

Les théories qui tiennent compte de l'irréversibilité (Kohlrausch, Boltzmann, Planck) ne se vérifient pas mieux. La théorie de Boltzmann, la plus générale des trois, fixe aux phénomènes des limites beaucoup trop larges.

Les théories électroniques n'ont pas permis de découvrir de lois nouvelles en thermo-électricité. Elles contiennent trop d'inconnues (nombre d'électrons, etc.) pour être soumises au contrôle de l'expérience. E. Bauer.

Comparaison des rayons canaux dans l'hélium avec les rayons α et les atomes d'hélium; affinité des atomes pour les électrons. — **Kœnigsberger J.** et **Kutschinski J.** [*Sitzb. Akad. d. Wiss. Heidelberg*, 1er Avril 1911]. — Les auteurs ont opéré par la méthode de déviation magnétique des rayons canaux, qui a déjà conduit J. J. Thomson à tant de résultats importants. En photographiant les taches produites par les divers faisceaux de rayons sur l'écran fluorescent on peut déterminer le rapport $\frac{e}{m}$ et la vitesse caractéristiques de chacun de ces faisceaux. De plus, en séparant par un tube capillaire l'espace où se produisent les rayons canaux (chambre de décharge) et l'espace où ils sont étudiés (chambre d'observation), il est possible de maintenir dans ces deux régions des pressions inégales et de voir l'effet des rayons canaux primaires sur un gaz autre que celui où ils ont pris naissance. Enfin, en utilisant deux champs magnétiques distincts, l'un dans la chambre de décharge, l'autre dans la chambre d'observation, on peut voir si les différents faisceaux déviés positivement ou négativement sur l'écran doivent leur charge aux phénomènes qui se passent très près de la cathode ou aux phénomènes secondaires produits par les molécules de gaz.

L'hélium est préparé par chauffage de la clévéite, purifié sur le calcium et soigneusement séché. Il donne des rayons canaux primaires correspondant à la valeur bien déterminée $\frac{e}{m} = 2{,}5.10^5$. Dans les rayons canaux secondaires (résultant de la dissociation et de la recombinaison des molécules gazeuses) on ne constate également qu'un seul faisceau, correspondant à la même valeur de $\frac{e}{m}$, c'est-à-dire à l'atome d'hélium. La dissociation et l'association se produisent dans l'hélium plus facilement que dans l'hydrogène, mais moins facilement que dans l'oxygène. Les rayons canaux secondaires (résultant de la dissociation) ont très sensiblement même vitesse que les rayons primaires. Il ressort de là que l'atome d'hélium peut encore facilement perdre un électron. Par contre il est très difficile, sinon impossible, que l'atome d'hélium s'empare d'un électron. Chaque fois qu'on observe un faisceau négatif dans les rayons canaux primaires de l'hélium, le fait est dû à des traces de vapeurs étrangères particulièrement à la vapeur d'eau. Dans un gaz parfaitement sec on n'aperçoit plus le faisceau négatif de l'hélium. Les auteurs n'ont pu remarquer ce faisceau qu'une seule fois, d'une manière passagère et douteuse. Leur opinion est qu'il est extrêmement difficile de charger l'atome d'hélium négativement. Ceci est conforme aux résultats de Frank, qui a lui aussi trouvé que l'atome d'hélium n'a qu'une affinité très faible pour l'électron.

L'atome d'hélium dans les rayons canaux se comporte comme les atomes d'autres gaz chargés positivement. Il peut donner des faisceaux secondaires positifs ou négatifs, et à la traversée de la matière il ne subit aucune diminution de vitesse (le nombre seul des particules diminue). Il se comporte donc d'une façon qui rappelle plutôt les rayons cathodiques que les rayons α.

Les auteurs signalent en terminant qu'ils ont constaté récemment l'existence de rayons canaux possédant un rapport $\frac{e}{m}$ qui conviendrait à un gaz de poids moléculaire 63-64. Il se pourrait qu'on eût affaire aux molécules O_4.

L. Brocat.

Sur les vitesses des électrons produits par la lumière ultra-violette. — **Hughes (A. Ll.)** [*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, **16** (1911) 167-174]. — La vitesse des électrons émis par la surface d'un métal, éclairée par des rayons ultra-violets, a été mesurée par divers auteurs; les résultats présentent, pour une même région spectrale, des écarts assez notables, qui sont probablement dus à la présence d'une couche de gaz condensée à la surface et ayant pour effet de retarder le mouvement des électrons, et ceci dans une proportion plus ou moins forte, car il est naturel que l'épaisseur et les propriétés de cette couche dépendent de l'état de la surface, par exemple; de la façon dont elle a été polie. Bayer et Gehrts ont trouvé récemment qu'en faisant passer à travers l'appareil une décharge à laquelle la lame métallique étudiée sert d'électrode, la vitesse subissait un accroissement considérable et devenait la même pour tous les métaux, ce qui signifierait, d'après ces auteurs, que la décharge enlève complètement la couche gazeuse en question. M. Hughes a repris cette étude, en employant des surfaces de différents métaux et en les soumettant à divers traitements. La source des rayons était un arc à mercure dans un tube de quartz fondu transmettant les rayons jusqu'à $\lambda = 2\,000$ environ. Les résultats sont les suivants:

En employant la lame métallique comme cathode, on observe toujours une augmentation de la vitesse; ainsi, pour le nickel, la vitesse v correspond (d'après la formule $mv^2/2 = eV$) à un potentiel V de 2 volts environ avant la décharge, et à 5 ou 6 volts après la décharge, cette dernière valeur n'a pas semblé dépendre de la nature et de la pression du gaz dans lequel la décharge avait lieu, pas plus que de l'intensité de celle-ci. Si après avoir mesuré la vitesse accrue par la décharge[1], on laisse la lame pendant quelque temps en contact avec un gaz, on constate que la vitesse diminue graduellement; cette réduction est la plus grande dans l'oxygène, elle est la plus petite dans l'hydrogène. Des résultats semblables ont été trouvés pour une lame de cuivre.

Dans d'autres expériences, la surface était préparée par distillation du métal (zinc, cadmium ou mercure) dans le vide, et la vitesse était mesurée sur place, sans que la lame fût venue en contact avec aucun gaz. Une surface ainsi préparée donne des valeurs notablement plus grandes qu'une surface polie. Ainsi, on a obtenu, pour le zinc, $V = 2{,}20$ volts aussitôt après la distillation, et 1,66 après deux jours d'exposition à l'air, ce qui est encore plus grand que la valeur 1,12 obtenue par Ladenburg pour le zinc poli. Lorsque cette même surface eut été soumise à une décharge, la vitesse s'accrut jusqu'à 5,76 volts.

L'état de la surface influe donc considérablement sur la vitesse d'émission des électrons; mais il n'est pas certain que les valeurs les plus élevées, voisines de 6 volts, correspondent à des surfaces entièrement débarrassées de la couche superficielle; il est tout aussi loisible d'admettre que la décharge dépose sur le métal une couche chargée qui accélère le mouvement des électrons au lieu de le ralentir; tandis que les vitesses correspondant à l'absence de couche seraient celles qu'on obtient avec un métal fraîchement déposé par distillation dans le vide. L. Kozowrat.

1. Il est bien entendu que pour mesurer la vitesse on fait toujours un vide partout dans l'appareil.

Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux. — Ishiwara J. (*Proc. [illegible] math. phys.* [illegible] 6 (1911) [illegible]). — [illegible] exposé [illegible] Lorentz et Drude. [illegible]

[illegible]

mique.

[illegible] L. Bruninghaus [illegible].

Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux. — Ishiwara J. (*Proc. of the [illegible] math. Phys.* [illegible] 6 (1911)). — L'auteur [illegible] dans la théorie électronique des métaux. [illegible]

L'étude expérimentale du phénomène de Hall et la théorie électronique des métaux. — Corbino (O. M.) (*Rend. [illegible] dei Lincei*, 20 (1911) [illegible]). — M. Corbino [illegible] sont les mesures qu'il convient de faire sur le même échantillon de métal si [illegible] N_1, N_2 [illegible]. Il convient de déterminer le coefficient de l'effet Hall R, le coefficient de [illegible] (voir le travail de l'auteur analysé ici). On a alors :

$$R = \frac{1}{[illegible](N_1 - N_2)}$$

[illegible]

[illegible] M. Corbino se réserve d'appliquer ces formules au cas du courant électrique radial qui a fait l'objet d'un précédent travail. Il estime qu'on arrivera par des mesures de ce genre à une [illegible] des métaux. L. Bloch.

Sur la théorie électronique des cristaux métalliques mixtes. — Bernoulli A. C. (*Ann. d. Phys.* 35 (1911) [illegible]). — [illegible] prendre.

[illegible] L. [illegible]

Champ magnétique produit par un condensateur chargé se mouvant dans l'espace. — Swann (W. F. G.) [illegible] (*Phil. Mag.* 22 (1911) [illegible]). — I° Théorie — [illegible]

[illegible] du fait que le mouvement de l'aiguille donne lieu à un champ électrique. Par conséquent, l'expérience ne pourrait [illegible] l'aide d'un aimant, mais par les courants induits dans une bobine qui tourne dans le champ, il semble qu'on puisse s'attendre, dans certaines conditions, à un effet qui serait du premier ordre en $\frac{v}{c}$. [illegible] l'auteur à ce sujet[1]. Le champ magnétique produit par le mouvement d'un champ électrique, est (en l'absence de courants de convection et de déplacement) selon Hertz :

$$\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}[\mathbf{D}\mathbf{v}],$$

D étant le vecteur déplacement, égal à $\frac{k}{4\pi}\mathbf{E}$ pour un système au repos[2] ; pour un système en mouvement, il faut remplacer **E** par $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{vH}]$; on obtient alors :

$$\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}[\mathbf{Dv}] = \frac{k}{c}[\mathbf{Ev}] [illegible] \frac{k}{c}\left|[\mathbf{vH}]\mathbf{v}\right|$$

$$[illegible] \frac{k}{c}[\mathbf{Ev}] [illegible] \frac{kv^2}{c^2}\mathbf{H}$$

[illegible]

$$\left(1 [illegible] \frac{kv^2}{c^2}\right)\mathbf{H} = \frac{k}{c}[\mathbf{Ev}]$$

[illegible] le terme du second ordre,

$$\mathbf{H} = \frac{k}{c}[\mathbf{Ev}].$$

[illegible] quelconque par rapport à la vitesse **v**. Le courant induit

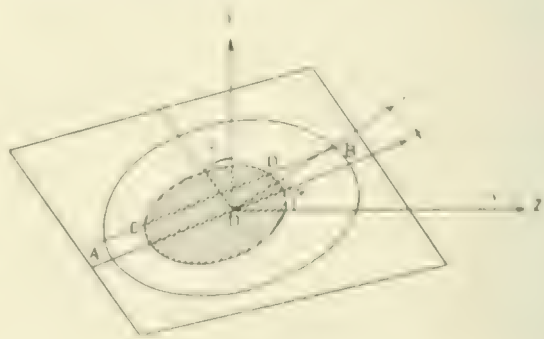


Fig. 1.

[illegible]

[1] [illegible]

[2] [illegible]

male **n** au plan du circuit, on a :

$$\int \mathbf{H}\, dS = \frac{1}{c} \int (\mathbf{k}\mathbf{E} \cdot \mathbf{v})\, dS$$

$$\frac{1}{c} \int\int (\mathbf{k}E_z \cos\gamma)\, dx \cdot \frac{dy}{\cos\gamma} = \frac{v}{c} \int\int \mathbf{k}E\, dx\, du.^{1}$$

Si k est constant, on a :

$$\int \mathbf{k}E_z\, dx = \mathbf{k} \int E_z\, dx = \mathbf{k}(V_B - V_A),$$

V_A et V_B étant les valeurs du potentiel en A et en B; comme tout le circuit est supposé au même potentiel, on a $V_B = V_A$, et par conséquent $\int \mathbf{H}\, dS = 0$. Si au contraire k n'est pas constant, mais que l'espace CD soit occupé par un diélectrique ayant une constante **k'** différente de **k**, on a :

$$\int_A^B E\, dx = \mathbf{k}(V_B - V_A) + (\mathbf{k} - \mathbf{k}')(V_D - V_C)$$
$$= \mathbf{k} - \mathbf{k}' V,$$

en désignant par V la différence de potentiel entre les points où une ligne perpendiculaire à **v** entre dans le diélectrique et où elle en sort. On a donc finalement :

$$\int \mathbf{H}\, dS = (\mathbf{k} - \mathbf{k}') \frac{v}{c} \int V dy.$$

Ainsi, une bobine tournant dans un champ électrique entraîné par le mouvement de la Terre, sera parcourue par un courant, si le diélectrique entourant cette bobine possède une surface de discontinuité.

2° **Réalisation expérimentale.** — On a un double condensateur, formé de trois lames parallèles, la lame centrale étant à 4000 volts et les deux autres au sol. Un axe pouvant être mis en rotation rapide traverse les trois lames perpendiculairement à leur plan et sans les toucher; sur cet axe, on a monté deux bobines planes (par une dans chacun des deux intervalles entre les trois lames); le plan de chaque bobine contient l'axe de rotation. Chaque bobine est noyée partiellement dans un bloc rectangulaire de paraffine, de sorte qu'une partie de la bobine émerge à l'extérieur; bien entendu, ce bloc tourne avec la bobine. Les bobines sont couplées de telle façon que l'effet du champ magnétique terrestre est entièrement éliminé, de même que les courants parasites pouvant provenir de dissymétries dans l'appareil.

Le dispositif doit être orienté d'une manière telle qu'une droite horizontale perpendiculaire à l'axe de rotation soit toujours parallèle à la vitesse « absolue » du lieu d'observation par rapport à l'éther supposé immobile; la direction de cette vitesse varie continuellement, la rotation diurne de la Terre se combinant avec son mouvement autour du Soleil. Les calculs nécessaires avaient été faits par M. Trouton dans son travail bien connu sur les forces agissant sur un condensateur chargé, en mouvement dans l'espace.

Pour la position de la bobine qui correspond au flux maximum, l'intégrale $\int V dy$ dont il a été question plus haut, se réduit à lV, l étant la longueur de la ligne formée par l'intersection du plan de la bobine avec la surface du bloc de paraffine (normale à l'axe), et V la valeur moyenne du potentiel sur cette ligne; cette valeur était mesurée au moyen d'un petit plan d'épreuve et d'un électroscope de faible capacité. On pouvait alors calculer la déviation que le courant induit dans les bobines devait donner dans le galvanomètre auquel elles étaient reliées; la déviation prévue était de 8 à 10 divisions de l'échelle placée à 5 mètres.

En réalité, on n'a observé que de petites déviations (de 1 à 3 divisions), tantôt positives, tantôt négatives, et ayant tous les caractères d'un effet accidentel. On peut donc considérer que *l'expérience a démontré l'absence de l'effet cherché*.

Ce résultat, conforme à tout ce que l'on sait d'autre part, est interprété par l'auteur de la façon suivante. Le raisonnement fait plus haut supposait que k était constant ou tout au moins continu à l'intérieur des diélectriques; il n'est donc plus valable si l'on explique les propriétés de ceux-ci par la présence de doublets électriques. Les lignes de force qui s'étendent d'un doublet à l'autre dans une direction contraire à celle du champ, correspondent alors à un flux qui annule le flux calculé; à ce point de vue, le résultat négatif de l'expérience serait donc une preuve de la nature discontinue du pouvoir inducteur spécifique.

L. Kolowrat.

Sur le mouvement de l'éther dû à un champ électromagnétique constant. — Barnett (S. J. *Phys. Rev.*, **31** (1910) 662-666). — Des théories de Maxwell il résulte qu'un élément d'éther occupant le volume dv et situé dans un champ électromagnétique doit être soumis à une force $d\mathbf{F}$ donnée par

$$d\mathbf{F} = \frac{1}{C^2} s'\, dv$$

C étant la vitesse de la lumière et s' la dérivée par rapport au temps du vecteur de Poynting. Il devrait en résulter un courant d'éther permanent. Déjà MM. Henderson et Henry ont cherché à mettre en évidence un tel mouvement de l'éther, mais ils n'ont obtenu que des résultats négatifs dans un intervalle de vitesses de 11,5 à 200 mètres par seconde.

Dans le présent travail l'auteur a cherché à mettre en évidence un courant d'éther animé de vitesse cent fois plus petite. L'appareil employé (voir fig. 1) se compose de deux paires de barres de cuivre IH et KJ reliées deux à

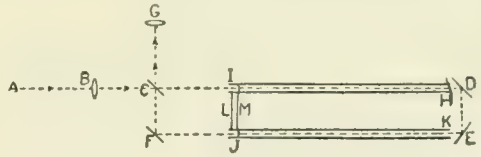


Fig. 1.

deux : I à J et K à H. Un dispositif convenable permet de relier I et H aux bornes d'une dynamo et simultanément J et K aux bornes d'un rhéostat, et au moment voulu d'intervertir ces communications. Le courant d'énergie électromagnétique circule donc suivant les deux sens HIJK ou KJHK suivant la manière dont sont faites les connexions. Les barres ont 0,5 cm d'épaisseur 2,5 cm de large et 2 mètres de long; les barres de chaque paire sont distantes de 9,5 mm et sont noircies sur leurs faces en regard.

Le dispositif destiné à mettre en évidence le mouvement de l'éther est l'interféromètre déjà employé par Michelson et Morley : la lumière issue de A arrive sur le miroir C où elle se sépare en deux rayons, qui suivent l'un le trajet CDEFCG, l'autre le trajet CFEDCG, pour produire les franges d'interférence que l'on observe en G.

La longueur du chemin parcouru par les rayons lumineux dans le champ électromagnétique est de $l = 425$ cm. Si u est la vitesse de l'éther et T le retard que l'un des rayons subit par rapport à l'autre, on a :

$$T = \frac{2\, ul}{C^2}.$$

1. Nous avons supposé ici que V est dirigé suivant OZ (fig. 1), OY tourne alors un angle γ avec le plan du circuit.

[illegible] $\frac{3}{2} 10^{-9}$ [illegible] est possible de mesurer un de-

[illegible] $\frac{1}{10}$ de la distance de 2 franges vol-

[illegible] la vitesse la plus petite qui puisse être mise en évidence est donnée par :

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{50} \cdot \frac{3}{2} \cdot 10 \cdot \frac{2u \times 525}{[illegible] \times 10^{-8}}$$

$$u = 18 \frac{\text{cm}}{\text{sec}}.$$

[illegible] quand les barres sont traversées par des courants de 10 et 80 ampères, il en résulte entre elles une différence de potentiel de 105 et 90 volts respecti- [illegible] et des champs de 110 et 100 $\frac{\text{volts}}{\text{cm}}$. Le champ magnétique H produit entre les barres est de 7,5 gauss pour 20 ampères et [illegible] gauss pour 80 ampères.

[illegible] inversent les connexions : u est donc beaucoup plus petit que 18 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$.

D'autre part, d'un mémoire de Cunningham il résulte que, dans les conditions ici réalisées, il devrait être au [illegible] de la vitesse de la lumière.

J. Danysz.

Principe de relativité et éther. — **Wiechert (E.)** *Phys. Zeitschr.* **12** (1911) 689-697 ; 777-778. — [illegible] les deux points de vue où l'on peut se placer dans l'hypothèse de la relativité : relativité incomplète (Lorentz) et relativité complète (Einstein-Minkowski). L'auteur montre que, sous sa seconde forme, le principe de relativité équivaut à la négation totale de l'éther. Mais, d'après lui, même sous cette forme, le principe de relativité est sujet à des restrictions dont l'existence implique celle d'un éther mo- [illegible] L. Bloch.

Dynamique d'un gaz parfait au point de vue de la théorie de la relativité et de la théorie cinétique. — **Westphal (W.)** *Verh. d. deutsch. Phys. Ges.* **13** (1911) [illegible] — En [illegible] sur le principe de relativité et sur la théorie cinétique des gaz, l'auteur arrive à une formule qui exprime la conservation [illegible] L. Bloch.

Dynamique du corps noir en mouvement. — **Westphal (W.)** *Verh. d. deutsch. Phys. Ges.* **13** (1911) [illegible] — [illegible] L. Bloch.

La dynamique d'un gaz en mouvement dans la théorie de la relativité. — **Juttner (F.)** [illegible] (1911) [illegible] — L'auteur [illegible] de la théorie cinétique d'un gaz [illegible] de relativité.

Il obtient les expressions de l'énergie interne, de la [illegible] $\frac{3}{2} NT$ [illegible] où c est la vitesse de la lumière, ε la constante d'énergie moléculaire, N le nombre de molécules par molécule gramme, T la température absolue, m la masse d'une [illegible] L. Bloch.

Le principe de relativité et la conservation de la quantité de mouvement. — **Campbell N.** *Phil. Mag.*, **21** (1911) 626-650. — Critique d'une note de Tolman, et d'une autre note de Lewis et Tolman, où la formule

$$m_0 = m_1 \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$$

était déduite en admettant que la quantité de mouvement d'un système isolé, mesurée par un même groupe d'observateurs, reste constante, quelles que soient les actions mu- [illegible] les corps qui composent ce système. L'auteur montre d'abord que cette déduction n'est valable que dans les cas où les vitesses observées sont faibles par rapport à celle de la lumière ; de plus, elle n'est pas exacte pour certaines directions particulières des vitesses ; enfin elle présuppose que les vitesses sont mesurées par rapport à un système d'axes qui n'a pas d'accélération absolue. Il est vrai que, selon l'auteur, l'expérience est incapable de déterminer si un corps possède une accélération absolue ou non, et on peut généralement prendre n'importe quel système comme ayant une accélération absolue nulle ; mais il ne faut pas que ce soit un des systèmes dont on étudie l'action mutuelle. Or, Tolman, en appliquant les résultats de ses déductions à la cinquième équation fondamentale de Maxwell-Lorentz, est obligé de choisir ses axes de référence sur un des corps qui prennent part aux réactions étudiées ; sa démonstration est, de ce fait, entachée d'erreur.

L. Kolowrat.

Propriétés magnétiques des couches de fer électrolytique. — **Kaufmann (W.)** et **Meier (W.)**, *Phys. Zeitschr.* **13** (1911) 515-522. — Les propriétés magnétiques du fer électrolytique ont souvent été étudiées, et malgré la diversité des résultats obtenus, laquelle tient sans doute à la diversité des solutions électrolytiques employées, une conclusion générale [illegible] le fer électrolytique [illegible] en ce qui concerne les propriétés magnétiques, à peu près comme l'acier, son aimantation rémanente est considérable et son [illegible] Maurain a constaté en 1910 que [illegible] le champ magnétique [illegible] 10 à 15 gauss pour le dépôt de fer soit aimanté à saturation. De plus les [illegible] courbe d'hystérésis tout à fait différente de la courbe normale, c'est une courbe sensiblement rectangulaire avec [illegible]

[illegible] Kaufmann et Meier confirment en un très grand nombre de points les résultats essentiels de Maurain. [illegible] courbes d'hystérésis [illegible] ne peut en rapporter de l'application d'un champ magnétique [illegible] Or, l'auteur [illegible] un champ qui [illegible]

[illegible] par Maurain de l'augmentation d'aimantation des champs très faibles [illegible] pour Accroissement de [illegible] Appliquant [illegible] champ magnétique [illegible] beaucoup la saturation (V. Ewing).

[illegible] qu'avec des solutions électrolytiques bien déterminées et [illegible] L'auteur [illegible]

être maintenue pendant l'électrolyse et le courant ne doit pas dépasser 200 milliampères.

Les couches de fer électrolytiques subissent après leur préparation des changements rapides dans leurs propriétés magnétiques. Cette altération semble due à la mise en liberté d'hydrogène, et on peut régénérer le fer par polarisation cathodique dans l'hydrogène.

Les courbes d'hystérésis obtenues par MM. Kaufmann et Meyer sont intéressantes à rapprocher des courbes théoriques prévues par R. Gans. Ce physicien a donné une théorie du magnétisme, inspirée comme celle de P. Weiss de l'idée de champ moléculaire introduite par Ewing. Mais au lieu de s'appliquer au cas d'un milieu à structure régulière (cristal) ou d'un milieu composé d'un grand nombre de cristaux (fer cristallisé), la théorie de Gans est faite pour un milieu entièrement dépourvu de structure, c'est-à-dire pour un assemblage d'aimants moléculaires [illegible] cristal. Elle s'appliquerait donc au *fer amorphe*, si cette substance était connue, beaucoup mieux qu'au fer cristallisé. En fait, les dépôts de fer électrolytiques possèdent des courbes d'aimantation et des cycles d'hystérésies très conformes à ceux qui sont prévus par la théorie de Gans. Cet accord est intéressant à constater, car ni à l'œil nu ni au microscope le fer électrolytique ne présente de structure. Il semble bien qu'on ait affaire ici sinon au fer amorphe, du moins à une substance qu'on peut très approximativement considérer comme telle. Le fer doux ordinaire, à champ coercitif faible et à faible magnétisme rémanent serait au contraire le type du corps magnétique doué de structure et la forme de théorie qui s'adapterait à ce cas serait la théorie classique de Weiss.

L. Blocu.

Sur les susceptibilités magnétiques de certains composés. — Oxley (A. E.). *Proc. Cambr. Philos. Soc.*, **16** (1911) 102-111]. — L'auteur a déterminé le coefficient d'aimantation de quatre substances : ferrocyanure et ferricyanure de potassium, nickel carbonyle et fer pentacarbonyle, en employant la méthode de Pierre Curie, suivant laquelle on place la substance dans un champ magnétique qui n'est pas uniforme et l'on mesure la force résultant des actions magnétiques en utilisant la torsion d'un fil : la substance pulvérisée, renfermée dans une ampoule de verre, est suspendue à l'un des bras d'une balance de torsion et placée dans un endroit bien défini du champ. On compare les déviations de la balance de torsion obtenues de cette manière à celles qu'on a lorsque l'ampoule est remplie d'eau ; en admettant, pour le coefficient d'aimantation de l'eau, la valeur $\varkappa . 10^6 = -0,75$, et en tenant compte de l'aimantation de l'air, on trouve les nombres suivants pour les susceptibilités rapportées à l'unité de masse :

$K_4Fe(CN)_6 . 3H_2O$	$\varkappa . 10^6$	0,425
$K_3Fe(CN)_6$		9,585
$Fe(CO)_5$		-0,400
$Ni(CO)_4$		0,481

Il est intéressant de noter que, malgré leur composition semblable, les deux cyanures possèdent des propriétés magnétiques totalement différentes, le sel jaune étant diamagnétique, et le sel rouge assez fortement paramagnétique ; l'auteur explique cette différence par la présence de l'eau de cristallisation dans le premier.

La variation de $\varkappa$ avec la température, entre $+15°$ et $-60°$ C, a été trouvée conforme aux lois générales ; en effet, le ferricyanure vérifie la loi de Curie, d'après laquelle $\varkappa$ est en raison inverse de la température absolue pour tous les corps paramagnétiques ; tandis que, pour les trois autres sels, $\varkappa$ est sensiblement indépendant de la température, comme c'est le cas général pour les corps diamagnétiques. On en conclut que la différence qu'il y a entre les deux cyanures ne peut pas s'expliquer par cette supposition que la susceptibilité de chacun d'eux est due à la superposition de deux susceptibilités plus grandes, de signe contraire ; car la variation de $\varkappa$ avec la température ne saurait dans ce cas suivre les lois simples valables pour le paramagnétisme d'une part, pour le diamagnétisme de l'autre.

L. Kolowrat.

Recherches sur le magnétisme. Le para- et le diamagnétisme aux basses températures. — Kamerling Onnes (H.) et Perrier (A.). *Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **14** (1911) 115-122. — Des expériences précédentes avant montré que l'oxygène refroidi dans l'hydrogène solide ne suit plus la loi de Curie, les auteurs étendent ce résultat à d'autres corps paramagnétiques. Les résultats nouveaux de Weiss, relatifs à l'existence du magnéton, donnent un regain d'intérêt à cette recherche.

Résultats numériques : χ = susceptibilité magnétique par gramme. T = température absolue.

Tableau I.

Sulfate de gadolinium cristallisé $Gd^2(SO^4)^3 8H^2O$.

T	$\chi . 10^6$	$\chi T . 10^6$	Valeurs extrêmes du champ en kilogauss		
290,5	72,94	20,880	5	12	Dans l'air.
20,55	1059	21,120	5,5	9	Dans l'hydrog. liq.
17,01	1229	20,910	5,5	— 7,5	
15,95	1468	20,400	»		

Tableau II.

Sulfate ferreux cristallisé et pulvérisé. Merck très pur pour analyse.

T	$\chi . 10^6$	$\chi T . 10^6$	Valeurs extrêmes du champ en kilogauss		
289,6	41,46	12,010	9	16	Dans l'air.
77,45	154,5	11,970	5	14	Azote liquide.
64,24	186,1	11,950			
20,55	555,4	11,270	5	9	Hydrogène liquide
18,73	589,7	11,050			
17,01	641,6	10,920			
[illegible],47	695,5	10,720			
15,95	757,2	10,540			

Tableau III.

Oxyde de dysprosium Dy^2O^3

T	$\chi . 10^6$	$\chi T . 10^6$	$\chi\sqrt{T} . 10^6$	Valeurs extrêmes du champ en kilogauss		
288,5	229,2	66,140		7,5	— 14,5	Air
170	574,6	65,670		5,5	— 15,5	Ethylène liq.
152,79	445,7	59,200		5,5	— 14,5	
20,25	191,5	58,790	8620	2,5	— 7,5	Hydrogène liq.
17,94	2052		8608			
15,95	2175		8680			
15,97	2334		8715			

Tableau IV.

Susceptibilité du charbon en poudre.

[illegible]	[illegible]	Valeurs extrêmes de [illegible] en [illegible]
[illegible]	1,272	[illegible]
[illegible]	1,264	
[illegible]	1,255	
[illegible]	1,245	

On voit, d'après ce qui précède, que jusqu'à 17° le sulfate de gadolinium suit la loi de Curie, les valeurs étant [illegible] au voisinage de la soustraction de l'hydrogène. Pour le sulfate [illegible], la loi de Curie se vérifie jusqu'à 64°; au-dessous, valeurs trop faibles, l'écart [illegible] lorsque on s'approche de la soustraction de l'hydrogène. Dans le cas de l'oxyde de dysprosium, entre la température ordinaire et 20°,2, le produit [illegible] varie de 50 pour 100. Aux températures plus basses, [illegible] est assez constant, comme dans le cas étudié précédemment de l'oxygène.

Cas du [illegible]. — S. [illegible] se sert de la formule que Curie a donnée pour représenter le phénomène :

$$[illegible] = [illegible](1 - [illegible]/[illegible] - 20)$$

en extrapolant jusqu'à 20°,5 absolus, on trouve :

$$[illegible]_{20,5} = 1,64 \cdot 10^{-[illegible]}$$

valeur plus grande que la valeur du tableau IV, ce qui montre que la formule Onnes n'est plus applicable. Au [illegible] de basse température, la susceptibilité est assez [illegible] 20°,5 et 13°,9.

Pour déterminer les corrections, les auteurs ont mesuré la susceptibilité de l'hydrogène liquide. Ils ont trouvé [illegible] 2,7 [illegible] ce qui est très [illegible] avec la valeur calculée par Pascal au moyen des composés organiques [illegible] $-5,0 \cdot 10^{-6}$. La mesure [illegible] de grandes difficultés [illegible] de la pureté de l'hydrogène et de la susceptibilité en volume de l'hydrogène. E. Henriot.

Lignes de force dues à des charges statiques données. — Malik (N.). *Phys. Mag.*, 22 (1911), 177. — [illegible] une méthode géométrique [illegible] pour trouver les lignes de force dues à des charges [illegible]

Fig. 1.

[illegible]

[illegible] en peu de mots. Considérons deux charges e_1, e_2 en A et B. Si F_1, F_2 sont les forces dues à e_1, e_2 en un point quelconque P, dont les coordonnées polaires par rapport à A, B sont respectivement r_1, θ_1, r_2, θ_2, nous avons, attendu que la projection de la force résultante sur la normale à une ligne de force est égale à zéro :

$$F_1 r_1 \frac{d\theta_1}{ds} + F_2 r_2 \frac{d\theta_2}{ds} = 0,$$

ou bien

$$\frac{e_1}{r_1}\frac{d\theta_1}{ds} + \frac{e_2}{r_2}\frac{d\theta_2}{ds} = 0.$$

Mais le triangle APB donne :

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1},$$

nous avons donc :

$$e_1 \sin\theta_1\, d\theta_1 + e_2 \sin\theta_2\, d\theta_2 = 0$$

ou

$$e_1 \cos\theta_1 + e_2 \cos\theta_2 = \text{constante}$$

ou encore, si α, β sont les angles intérieurs du triangle APB :

$$e_1 \cos\alpha + e_2 \cos\beta = \text{constante}.$$

C'est cette forme d'équation qui fournit la construction géométrique cherchée.

Construisons le cas de deux charges égales et opposées, on a $e_1 = -e_2$, et l'équation devient :

$$\cos\alpha - \cos\beta = \text{constante}.$$

Divisons AB en un nombre arbitraire [illegible] de parties égales sur la figure, on a pris [illegible] 2 et posons $AB = qa$. Prolongeons AB jusqu'à C, et BA jusqu'en D, de telle sorte que $AC = BD = pa$, où p est, autant que possible, de beaucoup supérieur à q (sur la figure, on a $p = 6$). Décrivons deux cercles ayant A, B pour centres et AC, BD comme rayons; divisons BC, AD en parties égales des a, et élevons des perpendiculaires jusqu'à la rencontre avec ces cercles. Numérotons les points d'intersection de ces perpendiculaires avec chacun des cercles, en commençant par le point le plus bas, du côté le plus éloigné du centre du cercle correspondant, et prenons ces points à un même côté. En appelant ces nombres les index des droites ainsi obtenues, nous avons vu qu'on peut énoncer tout de suite la règle suivante : les points d'intersection de deux séries de droites telles que la somme de leurs index est constante sont situés sur une même ligne de force. Ainsi, pour les deux lignes de force tracées sur la figure, ces sommes sont respectivement [illegible].

La même méthode est [illegible] quand les deux charges sont dans un rapport donné et que leurs signes sont opposés, peu importe que elles soient du même signe, [illegible] une charge [illegible] dans un champ uniforme. La méthode est étendue [illegible] au cas de trois charges, et on trace les lignes de force pour un système [illegible] trois charges négatives se trouvant entre deux charges positives, toutes les trois étant sur une même droite. Comme dernier exemple, on considère deux charges égales et opposées [illegible] dans un champ uniforme.

L. Bouchet.

La question des centres d'émission des raies de série. — Stark J. (*Jahrb. d. Radioakt.*, 8 (1911), 344-346). — M. Stark examine les objections qui ont été [illegible] par Wien et Lenard [illegible] à l'hypothèse d'après laquelle les centres d'émission des spectres de série sont [illegible] positifs.

Conclusions de l'auteur :

« Toutes ces [illegible] sont tombées devant un examen

serte. Cette hypothèse n'a pas encore été démontrée par l'expérience d'une façon tout à fait générale et précise ; elle permet cependant de ranger sans effort tous les faits connus sur l'effet Doppler des rayons canaux.

Le reste du mémoire est consacré à des hypothèses sur la structure de l'atome. E. Bauer.

Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport d'intensité des différents ordres d'interférence. Remarques sur une réponse de Stark. — **P. Koch** (*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 268). — L'auteur maintient ses réserves touchant la constance du rapport $\frac{\lambda}{m}$ caractéristique de l'appareil employé par Stark. L'expérience seule pourra décider si ce rapport est suffisamment constant pour justifier les conclusions de Stark.

L. Bloch.

Considérations relatives à l'action simultanée des champs électrique et magnétique sur la radiation lumineuse; expériences qu'elles suggèrent. — **Zeeman P.** (*Proc. Roy. Ac. Amsterdam*, **14** (1911) 2-11). — La théorie de Voigt, relative à l'effet d'un champ électrique sur la fréquence, permet de prévoir une variation qui est seulement de 1/1000e de la distance des raies du sodium pour un champ de 50 000 volts/cm, ce qui rend difficile la mise en évidence du phénomène. L'auteur aborde théoriquement le problème de l'action simultanée du champ électrique et magnétique *parallèles*. Si ξ, η, ζ, sont les composantes du déplacement de l'électron, on a des équations de la forme :

$$\begin{cases} \ddot{\xi} = b^2\xi + r\dot{\eta} \\ \ddot{\eta} = b^2\eta - r\dot{\xi} \\ \ddot{\zeta} = -a^2\zeta. \end{cases}$$

Il faudra prendre la partie réelle de deux solutions $\xi = e^{int}$, $\eta = q\,e^{int}$, on trouve :

$$\begin{cases} n = b - \frac{r}{2} = a + s \pm \frac{r}{2}, \\ q = \pm i \end{cases}$$

La différence entre a et b est l'effet électrique.

On observera des vibrations circulaires inverses dans le plan des xy, de fréquences $a + s + \frac{r}{2}$ et $a + s - \frac{r}{2}$, et des vibrations parallèles aux z de fréquence a. En observant à angle droit des champs, on a un triplet dissymétrique.

L'auteur étudie ensuite le cas d'un champ électrique suivant Ox, magnétique suivant Oz.

Les équations

$$\begin{cases} \ddot{\xi} = a^2\xi + r\dot{\eta} + \dot{\zeta}, \quad \ddot{\eta} = b^2\eta - r\dot{\xi} - r\dot{\zeta} \\ \ddot{\zeta} = b^2\zeta \end{cases}$$

conduisent à prévoir dans le plan des xy, des vibrations elliptiques et de sens inverse.

Il n'est pas impossible que, dans certaines circonstances favorables, on puisse mettre en évidence un effet électrique de l'ordre de grandeur pouvant être prévu par la théorie.

E. Henriot.

Dispersion rotatoire magnétique anomale et absorption sélective. — **Elias (G.-J.)** [*Ann. d. phys.*, **35** (1911) 299-346]. — Mesures de l'absorption et de la dispersion rotatoire magnétique au voisinage des bandes d'absorption de quelques sels de terres rares.

La mesure de la polarisation rotatoire se fait à l'aide d'un polarimètre à pénombre, éclairé par de la lumière monochromatique. Comme source monochromatique, l'auteur emploie les rayons solaires dispersés à l'aide d'un spectroscope lumineux.

La forme des courbes obtenues est souvent très compliquée et n'est conforme à aucune théorie.

L. Bauer.

Sur la question de la dyssymétrie du triplet de Zeeman. — **Voigt W.** (*Ann. d. Phys.*, **35** (1911) 101-108). — M. Voigt a déduit de sa théorie des phénomènes magnéto-optiques la possibilité d'une dissymétrie du triplet de Zeeman.

Cette dissymétrie est incompatible avec la théorie élémentaire du phénomène d'émission. C'est seulement par la théorie de l'effet inverse ou d'absorption qu'on peut la prévoir ; puis, par application des lois de Kirchhoff, on étend ce résultat au phénomène d'émission.

Cette dissymétrie *primaire* est due aux actions mutuelles d'une seule sorte d'électrons, qui entraînent une différence d'intensité et de position des deux composantes extérieures, tandis que la composante centrale *reste immobile*.

Les dissymétries observées jusqu'à ce jour sont probablement toutes des effets secondaires dus à d'autres causes, par exemple, aux actions mutuelles d'électrons de diverses catégories. Dans ce cas, c'est la composante centrale qui se déplace.

M. Voigt pensait que la dissymétrie primaire ne pouvait être mise en évidence que par des mesures photométriques et non pas par des déterminations de position.

Aujourd'hui, il croit pouvoir montrer que les expériences de photométrie photographique de P. P. Koch [voir *Le Radium*, **8** (1911) 337] ont mis pour la première fois nettement en évidence la dissymétrie primaire. M. Voigt discute la forme de la courbe donnée par M. Koch pour l'effet Zeeman de la raie 5790 du mercure, et conclut : « Jusqu'à ce que de nouvelles observations fassent découvrir des objections, il me semble vraisemblable que les expériences de M. Koch ont, pour la première fois, mis en évidence la dissymétrie que j'ai appelée *primaire*. »

L. Bauer.

Sur la comparaison des écarts des doublets magnétiques observés parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique. — **Dufour (A.)**. *Journ. de Phys.*, **1** (1911) 189-194. — Contrairement à ce qu'il semblait établi par les recherches de quelques physiciens, l'écart du doublet, observé parallèlement aux lignes de force, est égal à celui du doublet observé dans la direction perpendiculaire. Les expériences ont porté sur la raie 5168 de magnésium et la raie 4680 du zinc.

Ed. Salles.

Sur la structure de quelques raies spectrales et sur leurs effets Zeeman dans les champs magnétiques faibles. — **Lunelund (H.)** [*Ann. d. Phys.*, **34** (1911) 505-542]. — L'auteur se sert d'un spectroscope à 35 échelons (de 1 mm. de large et de 9,945 mm. de haut) ; sa source est une lampe en quartz à amalgame (60 pour 100 mercure, 20 pour 100 plomb, 20 pour 100 bismuth, 0,5 pour 100 zinc, 0,5 pour 100 cadmium). Il obtient ainsi des raies très fines, très propres à l'observation de petits phénomènes de Zeeman.

L'auteur confirme par ses expériences que les satellites des raies jaunes ($\lambda = 5790$ et $\lambda = 5769$), verte ($\lambda = 5461$) et indigo ($\lambda = 4359$) du mercure subissent des décompositions compliquées. Un des satellites de la raie 5790 présente, dans les champs magnétiques, un déplacement proportionnel au carré de l'intensité du champ magnétique

Mais, en général, il se produit une décomposition [illegible]

[illegible]

M. Bass.

Le phénomène de Zeeman relatif au chrome. — Babcock H. D. (*Astrophys. Journ.*, 33, 1911, 217-254). — Un [illegible] de la description du phénomène de Zeeman présenté par les raies du chrome comprises entre 5733 et 5801. Ce travail, qui semble très soigné et très complet, dont un grand intérêt documentaire, ne pouvant résumer cette description, nous nous contentons de rappeler que l'auteur s'est servi, comme spectroscope, d'un réseau de Rowland de 500 traits au millimètre ; [illegible] entre deux morceaux de chrome, reliés aux pôles du secondaire d'une bobine d'induction d'une puissance [illegible], enfin le champ magnétique employé était en général de 20000 gauss.

J. Danysz.

Effet Zeeman sur la raie 5789.88 du mercure. — Lunelund (H.) (*Phys. Zeitschr.*, 12, 1911, 511-512). — [illegible] d'un travail récent de Gmelin, l'auteur complète ce qu'il a déjà fait connaître sur l'effet Zeeman des raies satellites de la raie 5790. Tandis que la raie principale donne une composante polarisée parallèlement aux lignes de force qui se déplace vers le rouge quand le champ magnétique augmente, la composante médiane du satellite — 0,121 se déplace proportionnellement au [illegible] du champ, [illegible] sensiblement du satellite 0,227 qui se déplace fortement en sens inverse.

L. Bloch.

Radiations

Application du calcul vectoriel aux fondements de l'optique géométrique. — Sommerfeld (A.) et Runge (J.) (*Ann. der Phys.*, 35, 1911, 277-297). — L'exposé des principes de l'optique [illegible] Les [illegible] de l'optique [illegible] et parallèle, de [illegible] Cependant, [illegible] et la construction [illegible] et [illegible] Le [illegible] amènent souvent les résultats complexes.

L'[illegible] [illegible] et simple, [illegible] l'optique géométrique [illegible] qui [illegible].

I. Dans les milieux homogènes, la propagation [illegible] rectilignes. [illegible] les trajectoires [illegible] les surfaces [illegible]. On [illegible] les [illegible] fondamentales, que les rayons [illegible] les lignes de [illegible] du champ [illegible] S [illegible] [illegible] Les équations fondamentales de l'optique géométrique [illegible] milieux homogènes s'écrit alors :

$$[illegible] \qquad (1)$$

[illegible]

II. Dans un milieu non homogène, la propagation [illegible] [illegible] le théorème de phase qui [illegible] [illegible] [illegible] les surfaces [illegible] [illegible] [illegible] dans le vide, n l'indice de réfraction ; lorsqu'on se déplace d'une longueur ds dans la direction du rayon, la phase varie de $\frac{2\pi n\,ds}{\lambda}$. On a donc

$$\operatorname{grad} \varphi = \frac{2\pi n}{\lambda} \vec{S},$$

et comme $\operatorname{rot} \operatorname{grad} \varphi = 0$,

$$\operatorname{rot} n\vec{S} = 0. \qquad (2)$$

Cette équation résume toute l'optique géométrique.

Les lois de la réfraction et de la réflexion en sont une conséquence immédiate, ainsi que l'équation des rayons dans un milieu où l'indice varie d'une manière continue. La loi de la réfraction se déduit de l'équation (2) de la même façon que la loi de la réfraction des lignes de forces électrostatiques se déduit de l'équation de Laplace. Elle s'écrit en notation vectorielle :

$$n\vec{S}_{tg} = n'\vec{S}'_{tg} \qquad (3)$$

où $\vec{S}_{tg}$ et $\vec{S}'_{tg}$ représentent les projections de $\vec{S}$ sur le plan tangent à la surface de séparation des deux milieux d'indices n et n'. $\vec{S}$ est pris dans le milieu n et $\vec{S}'$ dans le milieu n'.

III. Le théorème de la constance des chemins optiques qui relient deux points donnés est une conséquence presque immédiate de l'équation (2). De même, le théorème de Malus se démontre en quelques lignes à partir de (1) et (3). Pour les problèmes ordinaires de l'optique géométrique, la méthode la plus simple est de partir de la loi de la réfraction (3) et de l'équation $\operatorname{rot} n\vec{S} = 0$ qui est valable dans chaque milieu homogène. Les règles de projection des vecteurs, sur un axe donné, rendent également de grands services et permettent de simplifier les calculs et les constructions géométriques dans l'espace.

La méthode de MM. Sommerfeld et Runge se rattache étroitement à celles de l'Eikonal et des fonctions caractéristiques de Hamilton. L'Eikonal est une fonction des coordonnées de deux points P et P', qui a pour valeur le chemin optique qui les sépare. C'est donc la grandeur :

$$E = \int_{P}^{P'} n\vec{S} \cdot d\vec{s}$$

intégrale prise le long d'un rayon quelconque allant de P à P'. Les équations différentielles auxquelles satisfait l'Eikonal se déduisent de (3) par une simple transformation.

Les équations [illegible] à celles [illegible] de l'optique [illegible] [illegible] $K = 0$, [illegible] [illegible] quelques hypothèses sur la grandeur de [illegible] [illegible] d'établir facilement, et d'une façon très rigoureuse, les limites de l'optique géométrique.

IV. A la fin de leur travail, les auteurs appliquent la nouvelle méthode à deux cas particuliers :

1° A la démonstration du théorème des sinus, qui se fait [illegible] [illegible] constructions inutiles.

2° A la [illegible] [illegible] surfaces [illegible] [illegible] [illegible]

L. Bloch.

Fréquence et amortissement de la vapeur de sodium lumineuse ou non lumineuse. — Von Ubisch (G.) (*Ann. der Phys.*, 35, 1911, [illegible]) — [illegible]

sait encore peu de choses sur l'amortissement des vibrations, qui accompagnent l'émission et l'absorption des ondes lumineuses. Il n'avait pas été fait d'expériences à ce sujet, et nous ne possédions sur la question que des considérations théoriques, dues en grande partie à Paul Drude. C'est ainsi que, dans son *Précis d'Optique*, et en s'appuyant sur la théorie des ions, il assigne au décrément logarithmique de ces oscillations des valeurs comprises entre $0,6.10^{-4}$ et $0,6.10^{-5}$ pour la lumière du sodium.

Récemment Mandelstam[1] a indiqué une méthode très simple pour déterminer expérimentalement l'amortissement. Cette méthode a été inspirée de la méthode de résonance de Bjerknes, qui désaccorde d'une façon mesurable un résonnateur et un oscillateur *électriques*; Mandelstam transpose cette méthode, en admettant, d'après les théories électroniques modernes, que l'émission et l'absorption de la lumière sont produites par la vibration d'oscillateurs et de résonnateurs moléculaires.

Il y a une quinzaine d'années, Cotton (1897), puis W. Konig ont proposé, pour désaccorder la source lumineuse et le corps absorbant, d'employer deux flammes identiques, dont la première, celle qui fonctionne comme source, peut être placée dans un champ magnétique intense. En l'absence de champ, les deux flammes émettent des ondes de même période et la deuxième flamme absorbe la lumière émise par la première. Mais, lorsqu'on établit le champ magnétique, les fréquences des deux flammes ne sont plus égales, et l'absorption est d'autant plus minime que le déplacement, dans l'échelle des fréquences, est plus considérable.

G. von Ubisch a appliqué la méthode de Bjerknes-Cotton-Konig à l'émission et à l'absorption de la flamme du sodium.

Il développe d'abord des considérations théoriques, en s'appuyant sur trois points principaux :

1° Une perturbation électromagnétique, émise par un oscillateur, transporte de l'énergie à distance, et l'absorption produite par un résonnateur est mesurée par la perte d'énergie subie pendant son passage à travers ce résonnateur.

2° On peut supposer, avec Bjerknes, que l'absorption due au déplacement dans l'échelle des fréquences, ne dépend que de la *somme* des facteurs d'amortissement de l'oscillateur et du résonnateur.

3° Enfin, l'auteur est conduit à admettre, pour simplifier le calcul, qu'il se propage une onde *non amortie* et que les résonnateurs, qui constituent le milieu absorbant, possèdent un facteur d'amortissement égal à la somme de son facteur réel et de celui de l'oscillateur. Cette supposition se présente comme assez naturelle, quand on accepte les idées de Bjerknes.

Ce sont les seules hypothèses dont l'auteur se sert pour interpréter ses résultats expérimentaux.

Il étudie d'abord l'absorption par une flamme de sodium. Une première flamme est disposée entre les pôles d'un fort électro-aimant et émet de la lumière qu'on observe *normalement* aux lignes de force. Cette lumière traverse deux glaces plan-parallèles, la flamme absorbante et un polariscope de Savart. L'auteur indique les précautions à prendre pour réaliser deux flammes aussi identiques que possible.

Dans une seconde série d'expériences, il remplace la flamme absorbante par un tube rempli de vapeur de sodium non lumineuse. Pour finir, il indique quelques observations, en utilisant l'effet Zeeman *longitudinal*.

Les principaux résultats, mis en évidence, furent les suivants :

1° Le décrément logarithmique moyen des oscillations propres des ions dans la vapeur de sodium est de l'ordre de 10^{-5}, comme Drude l'avait d'ailleurs prévu au moyen de considérations purement théoriques.

2° On obtient le même résultat avec de la vapeur de sodium non lumineuse, à basse température ou sous une faible épaisseur.

3° Au contraire, soit pour de hautes températures, soit pour de grandes épaisseurs, la vapeur de sodium non lumineuse présente respectivement un déplacement unilatéral des raies d'absorption ou une décomposition et un déplacement dyssymétrique de ces raies.

4° Ce déplacement se produit vers les courtes longueurs d'onde. M. Boll.

1. *Phys. Zeitschr.*, 11 (1910) 752.

Polarisation sans diffraction des rayons calorifiques de grande longueur d'onde par les réseaux de fils métalliques. — Du Bois (H.) et Rubens (H.) [*Ann. d. Phys.*, 35 (1911) 245-276].

Hertz a montré par l'expérience que les réseaux de fils métalliques agissent sur les ondes électriques comme des polariseurs parfaits. Si leur constante $a = b + d$ (b largeur des fentes, d diamètre des fils) est petite par rapport à la longueur d'onde, ils ne laissent passer que les vibrations dont le champ électrique est perpendiculaire à la direction des fils. Ces phénomènes ont une explication simple, lorsqu'il s'agit d'ondes électriques.

En 1861, Fizeau fit des expériences très curieuses sur la polarisation que subit la lumière par son passage à travers des fentes minces. Si la lumière tombe avec une incidence rasante sur une fente bien polie et de largeur supérieure à 0,2 μ, le faisceau non dévié présente à sa sortie une polarisation partielle dans un plan perpendiculaire à la fente, c'est-à-dire telle que le vecteur lumineux (champ électrique) soit parallèle à la fente. Ces phénomènes se produisent aussi bien sur des métaux que sur du verre. Mais si l'on répète ces expériences sur des fentes métalliques $< 0,1$ μ (traits fins tracés dans une couche mince d'or ou d'argent) la polarisation du faisceau non dévié est inverse et presque totale. La fente agit donc alors à peu près comme les réseaux de Hertz[1].

Des expériences ultérieures de H. du Bois[2] sur des réseaux de fils métalliques, furent moins nettes.

F. Ambronn[3] remarqua que certaines fentes très fines polarisent la lumière jaune et rouge dans le sens de Hertz et la lumière verte dans un sens perpendiculaire. En 1895, du Bois et Rubens[4] firent des expériences très précises dans l'infra-rouge sur des réseaux de fils de Pt, Cu, Fe, Au, Ag. L'ouverture apparente b qui séparait les fils variait de 10 à 16 μ, longueur d'onde de 0,8 à 5 μ. On avait donc :

$$2 < \frac{b}{\lambda} < 75$$

$$\left(\frac{b}{\lambda} = 0,05 \text{ dans les expériences de Hertz}\right).$$

Ils mesurèrent la transparence Q_s des réseaux pour les rayons polarisés dans un plan perpendiculaire aux fils et la transparence Q_p pour des rayons polarisés parallèlement aux fils (champ électrique normal aux fils). Ils trouvèrent que le rapport $n^2 = \frac{Q_s}{Q_p}$ est d'abord > 1 augmente avec la longueur d'onde, atteint un maximum inférieur à 1,5, diminue ensuite et devient < 1 vers 2 ou 3 μ. La polarisation se fait donc dans le sens de Hertz pour les grandes longueurs d'onde. Le rapport de longueur d'onde du maximum à celle

1. Fizeau, *Ann. chim. phys.*, 63 (1861) 385.
2. H. du Bois, *Wied. Ann.*, 46 (1892) 548 et 48 (1893) 546.
3. Ambronn, *Inaug. Diss.*, Berlin (1896).
4. Du Bois et Rubens, *Wied. Ann.*, 49 (1893) 593.

[illegible] est le même pour tous les réseaux et égal à $\frac{1}{2,54}$.

Les résultats de ces essais sont résumés dans les premières lignes du tableau ci-dessous :

Pour changer l'ouverture apparente b' des fentes des réseaux, les auteurs firent varier l'angle d'incidence γ des rayons. Si b est l'ouverture réelle :

$$b' = b \cdot 2 \cos \gamma + L.$$

Réseau	514		Cu 1		Au 1		Ag 1		[illegible]	
γ	0°	45,0°	0°	45,0°	0°	45,0°	0°	45,0°	0°	45,0°
b' (mm)	2,0	10,0	25,0	10,0	55,1	15,3	45,8	18,3	52,5	21,0
	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2	n^2
Blanc 0,50	1,05	1,110	1,017	1,049	1,015	1,055	1,019	1,043	1,019	1,025
1,00	1,06	1,16	1,14	1,31	1,10	1,31	1,11	1,22	—	—
1,50	1,05	1,07	1,14	1,29	1,09	1,29	1,05	1,17	1,04	1,15
2,00	0,98	0,98	1,17	1,35	1,05	1,15	1,01	1,08	—	—
2,50	0,97	0,92	1,10	1,21	1,02	1,06	0,97	0,94	—	—
3,00	0,94	0,85	1,04	1,07	0,99	—	0,96	0,91	—	—
3,50	0,89	0,74	0,90	0,92	0,89	0,75	0,89	0,78	0,92	0,84
34	0,18	0,15	0,75	0,16	0,74	0,11	0,61	0,20	0,86	0,51
52	0,71	0,05	0,31	0,14	1,05	0,10	0,96	0,06	0,80	0,11
100	0,05	0,00	0,05	0,006	0,10	0,035	0,75	0,016	0,45	0,014
108	0,01	—	0,05	—	0,09	—	0,51	—	0,59	—
env. 514	0,00	—	0,00	—	0,09	—	0,09	—	0,09	—

[illegible] du verre argenté. Enfin, du Bois et Rubens[2] firent des expériences [illegible] du sel gemme qu'on polarisait par réflexion, sur une [illegible] à travers un réseau de fils d'argent.

[illegible] le rayonnement du bec Auer à l'aide de lentilles de quartz[3], [illegible] sel gemme par réflexion sur du quartz (indice 2,29). Pour [illegible] vit d'abord de la réflexion sur une lame de quartz, puis on [illegible]

Les réseaux étaient à fils d'or, de platine, d'argent et de [illegible] Les déviations étaient de l'ordre de 150 mm dans le cas [illegible] $\frac{1}{10}$ mm par [illegible]

[illegible]

1. [illegible] 21 [illegible] 60 [illegible] 701.
2. [illegible] 6 [illegible]
3. [illegible] 8, 1910, 43.
4. [illegible] 8, 1911, 157-161.

Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessus.

Les points d'inversion du rapport n^2 sont soulignés.

On voit que, sauf une exception, la polarisation se fait, pour les grandes longueurs d'onde, dans le sens de Hertz. [illegible] longueur d'onde $\lambda = 514\ \mu$ ne se distinguent plus des ondes électriques.

On a donc ici une nouvelle vérification très importante de la théorie électromagnétique de la lumière.

Il faut noter, cependant, que pour les réseaux Au.1 et Au.1.[illegible] il atteint même des valeurs supérieures à 1. Il est difficile d'expliquer ce phénomène. Remarquons cependant que le réseau Au.1 était constitué par des fils [illegible] dorés.

Naturellement, les transparences Q_s et Q_p varient pour chaque réseau lorsque l'angle d'incidence augmente, c'est-à-dire lorsque l'ouverture apparente des fentes diminue. Si l'on trace les courbes correspondantes, on constate que les divers réseaux donnent quatre types différents de courbes, tous compliqués. Il semble qu'il y a un rapport très vague entre la forme des courbes et le nombre d'images que donne le réseau par diffraction.

Les auteurs ont mesuré également le pouvoir réflecteur de l'un de leurs réseaux. La somme des pouvoirs réflecteurs et de transmission est un peu plus petite que 1, ce qui [illegible]

[illegible] un manchon Auer dont on avait enlevé une partie des fils [illegible] émettent des rayons partiellement polarisés ; la proportion de lumière polarisée était d'environ 10 pour 100 pour le [illegible]

En résumé, les phénomènes observés sont, en gros, con[illegible]

courbes ne peuvent s'expliquer par aucune des théories publiées jusqu'à ce jour sur le passage des ondes électriques au travers des réseaux. E. Bauer.

Sur l'effet photo-électrique dans l'infra-rouge et quelques applications des cellules à potassium de haute sensibilité. — **Elster** (J.) et **Geitel** (H.) [*Phys. Zeitschr.*, **12** (1911) 758-761]. — Les auteurs ont indiqué précédemment le moyen de fabriquer des cellules photo-électriques de haute sensibilité en recouvrant la surface du potassium d'une pellicule colorée (forme allotropique) par décharge cathodique dans l'hydrogène. Ils ont fait connaître aussi le moyen de donner à la cellule ainsi préparée une stabilité parfaite en la remplissant d'un gaz inerte tel que l'hélium ou l'argon. A l'aide d'une cellule de ce genre, les physiciens allemands ont pu mettre en évidence un phénomène soupçonné depuis longtemps, mais qu'il y avait grand intérêt à manifester directement : l'extension à l'infra-rouge de l'effet photo-électrique de Hertz. La cellule sensible est enfermée dans une enveloppe étanche à la lumière, munie d'une fenêtre fermée par une lame d'ébonite. On sait que l'ébonite est transparente à l'infra-rouge et aussi, il est vrai, un peu au rouge extrême). En projetant sur la cellule l'image d'une lampe Nernst, on obtient un courant extrêmement net à l'électromètre qui lui est relié, et cela même quand la lame d'ébonite est en place. Afin d'éliminer toute objection pouvant provenir de la lumière parasite visible, les savants allemands ont également procédé par décomposition spectrale en éclairant la cellule par l'infra-rouge seul. L'effet photo-électrique a été notable. Il y aura lieu de rechercher si cet effet n'intervient pas dans les célèbres expériences de J.-J. Thomson sur le rayonnement des métaux alcalins.

Elster et Geitel signalent dès à présent deux applications extrêmement intéressantes du nouvel instrument de travail qu'ils viennent de créer : 1° Mesure électrique des sources lumineuses faibles (phosphorescence de l'écran de balmaine p. ex.). Cette mesure peut se prolonger plusieurs jours, avant qu'on atteigne la limite de sensibilité de l'appareil, au moins égale à celle de l'œil ; 2° mesure photo-électrique de l'activité solaire, en fonction de l'altitude, de la hauteur du soleil, etc. Étude de l'ultra-violet solaire avec cellule photo-électrique sous enveloppe de quartz.

L. Bloch.

Mesures photographo-photométriques d'absorption sur l'iodure d'argent dans le spectre ultra-violet. — **Schell** (C.) [*Ann. d. Phys.*, **35** (1911) 695-726]. — Nouvelle méthode inspirée de travaux de Peter-Paul Koch et de K. Schwarzschild.

Principaux résultats mis en évidence :

1° Les irrégularités constatées dans les plaques photographiques développées sont attribuables à des différences de concentration du révélateur; ces irrégularités peuvent être évitées au moyen d'un bain préalable de la plaque dans l'eau et de l'emploi d'un révélateur lent.

Il ne faut jamais faire de mesures à moins de 1,5 cm des bords de la plaque.

2° Même dans le cas d'un éclairement normal, les courbes de noircissement pour les différentes longueurs d'ondes ne sont nullement des droites parallèles.

3° La constante des plaques α, donnée par la formule de Schwarzschild :

$$\frac{i_1}{i_2} = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{\alpha}$$

(où i_1 et i_2 sont deux intensités qui produisent le même noircissement pendant les temps t_1 et t_2), conserve sensiblement la même valeur dans tout le spectre.

4° L'auteur a déterminé les coefficients d'absorption $\varkappa$ de l'iodure d'argent pour tout le domaine compris entre 215 μμ et 450 μμ. Les mesures du produit $n\varkappa$ (n = 2,8 est l'indice de AgI) ont été faites de μμ en μμ; le tableau suivant en indique les valeurs principales :

λ	$n\varkappa$	λ	$n\varkappa$	λ	$n\varkappa$
215	0,146	290	0,480	3 0	0,275
220	0,154	300	0 450	390	0,269
230	0,162	310	0,421	400	0.269
240	0,184	320	0,426	410	0,286
250	0,207	330	0,414	420	0,429
260	0,254	340	0,355	423	0.459
270	0 394	350	0,309	430	0,112
271	0.608	360	0,290	440	0,018
280	0,524	370	0,280	450	0,004

5° Enfin, après ioduration, on ne constate aucune différence dans le pouvoir absorbant, que le miroir primitif d'argent ait été préparé par un procédé chimique ou par pulvérisation cathodique. M. Boll.

Rayonnement sélectif de substances variées. — **Coblentz** (W. W.) [*Bull. of Bureau of Standards*, **7** (1911) 245-294]. — Ce travail a été entrepris pour préciser nos connaissances sur la distribution de l'énergie dans le spectre visible et ultra-violet de quelques sources étalons. Le spectromètre, de construction spéciale, consiste simplement en 2 lentilles plan-convexes de quartz (6 cm de diamètre et 18 cm de longueur focale) et en un grand prisme de quartz de 60°. L'organe récepteur est soit une pile thermo-électrique de 20 éléments fer-constantan, soit un microradiomètre de forme spéciale (fig. 1).

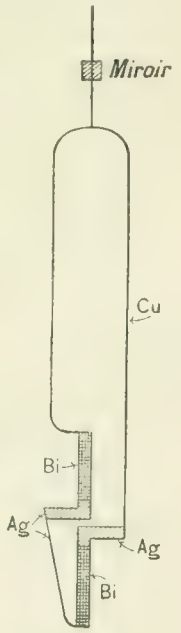


Fig. 1.

Pour réduire l'intensité lorsqu'elle est trop considérable, la lumière passe à travers un disque tournant, percé de secteurs convenables.

L'auteur étudie d'abord l'émission et l'absorption de la flamme d'acétylène. Dans la région 0μ,7 — 0μ,8, cette flamme devient très transparente. Elle possède une bande d'absorption sélective dont le maximum est à 0μ,6.

Les manchons Auer ont déjà fait l'objet de nombreuses études. L'auteur compare le rayonnement du manchon à gaz et celui de brûleurs chauffés électriquement, ayant la même composition thorium-cérium. Le manchon à gaz produit une courbe d'émission différente possédant à 2μ,8 et 4μ,8 deux bandes d'émission dues à la vapeur d'eau et à l'acide carbonique.

Le brûleur Nernst (zirconium-yttrium) est comparé au brûleur précédent ; il donne un rendement du même ordre, mais un peu meilleur. E. Henriot.

Le pouvoir réflecteur de différents métaux. **Coblentz** (W. W.) [*Bull. of the Bureau of Standards*, 7 (1911) 197-225]. — Pour avoir des renseignements

[illegible] sur les propriétés optiques des métaux employés dans les lampes à incandescence, les auteurs étudient le pouvoir réflecteur de quelques substances (Wo, Mo, graphite, Ta, Sb, Rho, Ir, Fe, Mg, Cr, Va, Te, Si). Le pouvoir réflecteur était comparé à celui d'un miroir de verre argenté, de pouvoir réflecteur connu, au moyen d'un bolomètre et d'un prisme en fluorine.

La courbe de pouvoir spectral est nécessaire pour chaque métal. Les résultats obtenus sont les suivants :

Longueur d'onde en μ	Pouvoir réflecteur													
	Magnésie	Platine	[illegible]	Tungstène	Molybdène	Fer.	Tantale	[illegible]	Vanadium	Antimoine	Silicium	Magnésium	Tellure	[illegible]
.0	84.0	48	. .	47.0	44.0						. .			21
.4	89.0	55		48.2	44.6	.	. .					. .		22
.5	90.0	58.4	50	49.5	45.5	55.0	58.0	55	57.0	.	54	72.0		22.5
.6	92.5	64.2		51.5	47.6	57.5	45			55	52	75.0	49	25.5
.7	94.2	68.0	79	54.0	49.8	59.5	56	56	58.5		50			24.0
.8	95.4	70.5	81	56.3	52.5	61.5	64.5		59.5		29.2	.....	48	25.0
1.0	96.4	75.0	84	62.5	58.2	65.0	78.5	57	61.5	55	28	74.0	49.5	26.8
1.2	97.2	75.0	86.5	68.2	65.6	68.5	84	.	65			.	50	28.5
1.4	97.6	76.8	88.5	75.8	69.0	71.5	86.5	59	64.5		28	75		30.0
1.6	97.8	78.0	89.5	78.0	74.2	74.5	88	61	66	58		.	51	32.0
2.0	97.9	80.6	91	84.6	81.6	78.0	90.5	65	69	60	28	77	52	35.2
2.5	97.9	.	91.6	89.2	85.5	81.5	91.6	66	71.7			79	55	39.5
3.0	98.0	88.8	92	90.5	87.6	84.5	92.5	70	74.5	65	28	80.5	54	45.0
3.5	98.1			92.0	89.2	87.5	92.8		76.7		.		55	46.0
4.0	98.4	91.5	92.5	92.8	90.5	89.5	95.0	76	78.8	68	28	85.5	57	47.5
5.0	98.5	95.5	95	94.0	92.6	91.5	95.0	81	82		.	86	60	50.5
6.0	98.6		95.5	94.6	95.0	95.0		85	85	70	28	88	65	52.0
7.0	98.6	96.5	95.5	94.4	95.5	94.0	95.5		87.8		.	91	68	55.5
8.0	98.8	96.4	94	95.6	95.7	94.6	95.8	89	89.8			95	72	55.5
9.0	98.9	96.4	94.5	95.5	94.0	95.8	. .	92	92	72	28	95	78	57.5
10.0	99.0	95.9	.	95.5	96.5	.	. .	95	. .					59.0
12.0	98.9	96.5		94.5	95.2		95.0							
14.0				(1)97.2	(1)97.5		(1)95.5	(1)97		.				

(1) [illegible] pour de la [illegible].

Le pouvoir réflecteur est faible dans le spectre visible et augmente rapidement jusqu'à des valeurs élevées, lorsqu'on entre dans l'infra-rouge. Les courbes du pouvoir réflecteur du tungstène et du molybdène sont très voisines, et ne peuvent guère pour ces deux métaux entre ces deux métaux dans leur emploi comme corps incandescents.

Les valeurs obtenues établissent une relation entre la valeur des métaux comme corps incandescents et leur pouvoir réflecteur faible dans le spectre visible et intense dans l'infra-rouge.

Le tableau ci-dessus résume les résultats obtenus.

F. Hemery.

Nouvelle détermination du rayonnement sélectif du tantale. — Hyde (E. P.) (*Phys. Rev.*, 32, 1911). [illegible] lumière d'une même couleur, mais possèdent un rendement lumineux différent, l'un des deux doit rayonner sélectivement par rapport à l'autre. En effet, l'identité de [illegible] dans la partie visible du spectre, tandis qu'une différence de rendement apparaît, pour [illegible] l'irradiation [illegible] avaient été négligées auparavant, et il communique les résultats sous la forme du tableau suivant :

Température du corps noir. . .	1420° C.	1610° C.	1780° C.
Rendement en lumens par watt. { charbon. .	0,419	1,50	3,52
	0,519	1,82	3,70
Rapport du rendement du tantale à celui du charbon	1,24	1,14	1,07

L. Kornprobst.

Quelques spectres infra-rouges. — Randall (H. M.) (*Astroph. J.*, 34, 1911, 1-20). — Le pouvoir [illegible] rapporté aux spectres infra-rouges de [illegible] Cs, Rb, Sr, Ba, Sn, Pb, As, Sb, Bi) dans la région spectrale comprise entre les λ 7500 et 50 000 U. A. L'auteur emploie

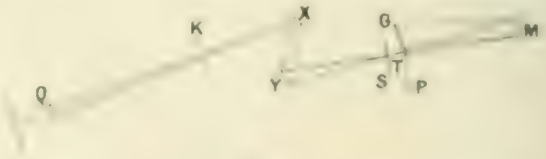


Fig. 1.

[illegible] (fig. 1) [illegible] Lentille de quartz Q projette sur la fente h [illegible]

l'arc électrique entre charbons). Deux réflexions en X (miroir plan), et en Y (miroir concave) renforment l'image de l'arc, sur pointot de la fente K, sur la fente du spectromètre. Cette fente S est au foyer d'un miroir concave M, et le faisceau cylindrique réfléchi rencontre le réseau G, qui réfléchit à son tour sur M les radiations diffractées. Un petit miroir plan à 45° T renvoie le faisceau monochromatique formé en pointillés dans la thermopile P, sur laquelle se forme en définitive l'image monochromatique de la fente S. La fig. 2 donne quelques détails de construction de l'appareil. La partie hachurée représente les parois épaisses

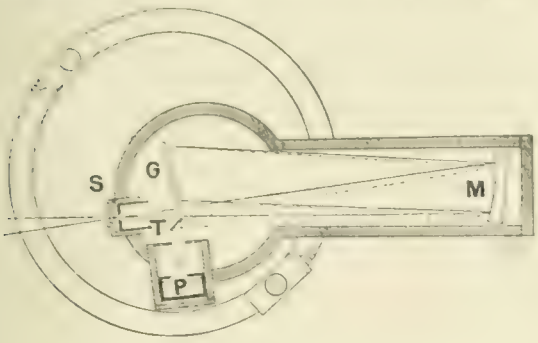


Fig. 2.

de laiton, qui constituent la chambre du spectromètre. Cette chambre se compose d'un cylindre vertical contenant le réseau G, et portant la fente S et la thermopile P avec sa fenêtre, et d'un cylindre horizontal de diamètre plus petit, portant le miroir M. Le tout repose sur un limbe circulaire divisé, qui entraîne le réseau dans sa rotation. La graduation du limbe permet de lire directement les secondes. Enfin, la chambre est hermétiquement close de toutes parts, la fente S étant recouverte par une plaque de fluorine, de sorte qu'on peut, au besoin, y faire le vide. La grande masse métallique de l'appareil s'oppose aux changements rapides de température. Celle-ci est donnée à chaque instant par un thermomètre dont le réservoir plonge dans la chambre.

La thermopile linéaire est du type de Rubens, avec quelques perfectionnements ayant pour but de réduire au minimum la capacité et la conductibilité calorifiques, enfin le galvanomètre a été construit sur le modèle du galvanomètre de Paschen, à sensibilité de 5×10^{-11} pour une période de 7 sec, 5. La pile acquiert sa température maxima en 2 sec.

Pour le réglage, on commence par disposer l'appareil de sorte que l'image de la fente S coïncide exactement avec la fente de la thermopile. On détermine ensuite la constante C de la formule $\lambda = C \sin \theta$ qui donne la longueur d'onde à mesurer en fonction de l'angle θ que fait le rayon diffracté considéré avec la normale au réseau. On utilise pour cela des raies infra-rouges de longueurs d'onde connues (Hg, He). Pour faire une lecture, on détermine les positions angulaires de l'image diffractée droite et de la gauche, et on prend la demi-différence. La demi-somme donne du reste évidemment la position angulaire de la normale au réseau. L'erreur absolue est de l'ordre de 1″ pour les raies fines.

Les spectres étudiés sont des spectres d'arc, produits à la manière ordinaire. Un aide maintient l'image de l'arc à sa place sur la fente K par des mouvements appropriés de la lentille Q. Pour décrire un spectre, on promène lentement tout le spectre devant la fente de la thermopile, au moyen d'une vis de rappel agissant sur la plate-forme du réseau. Lorsque le galvanomètre indique un maximum (correspondant à une raie) on fait la mesure angulaire sur le limbe.

Suit la description des spectres des éléments cités plus haut.

Résultats. — A part certaines raies du baryum, et une du strontium, toutes les raies infra-rouges des six premiers éléments ont trouvé place dans les séries régulières ou dans les séries de combinaison de Ritz. L. Bruninghaus.

Sur les spectres d'absorption du lithium et du cœsium. — Bevan P. V. *Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911) 54-58]. — Ce travail est la suite des recherches de l'auteur sur les spectres d'absorption du potassium, du rubidium et du cœsium. C'est le même procédé expérimental

Tableau I

	λ	Erreurs possibles	$10^8\lambda^{-1}$ dans le vide.	O - C
1	6708.2	...	14902.7	.....
2	5252.77	...	30925.7	.....
3	2741.39	...	36466.4	.....
4	2562.60	...	39010.6	.....
5	2475.15	...	40389.2	.....
6	2425.55	...	41214.7	.....
7	2394.54	...	41748.5	.....
8	2373.9	0.2	42111.4	0.1
9	2359.4	0.2	42370.2	+ 0.2
10	2348.5	0.2	42568	0
11	2340.5	0.2	42715	- 0.1
12	2334.3	0.2	42827	- 0.1
13	2329.0	0.3	42924	— 0.3
14	2325.2	0.2	42994	— 0.1
15	2321.9	0.3	43055	— 0.2
16	2319.3	0.3	43105	— 0.2
17	2317.4	0.2	43144	— 0.1
18	2315.2	0.2	43180	— 0.2
19	2313.6	0.4	43210	— 0.2
20	2312.2	0.4	43236	— 0.3
21	2311.1	0.2	43256	— 0.1
22	2310.0	0.2	43277	— 0.2
23	2309.0	0.2	43296	— 0.2
24	2308.3	0.2	43309	- 0.2
25	2307.5	0.2	43324	— 0.2
26	2307.0	0.3	43333	0.1
27	2306.5	0.3	43343	0

Tableau II

m	λ	O - C
8	5315.5	0.5
9	5288.0	— 0.3
10	5270.4	— 0.7
11	5256.6	— 0.7
12	5245.9	— 0.6
13	5237.8	— 0.2
14	5230.6	— 0.6
15	5224.6	— 0.9
16	5220.3	— 0.5
17	5216.4	— 0.5
18	5212.9	— 0.6
19	5210.1	— 0.5
20	5207.7	— 0.1
21	5205.6	— 0.4
22	5204.0	— 0.2
23	5202.4	— 0.1
24	5200.7	— 0.4

[illegible]

$$\nu = N \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+1)^2} \right)$$

[illegible] la fréquence.

N [illegible] de Rydberg [illegible] 109675.

A, [illegible] les constantes personnelles pour chaque corps.

[illegible] une concordance complète comme on le voit dans les colonnes indiquées O — C, qui représentent les différences entre les valeurs de ν observées et celles calculées.

J. [illegible]

Sur la possibilité d'une différence entre les spectres d'émission et d'absorption. — Krawitz (T. *Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 540-544). — En écrivant les équations du mouvement de deux (ou de plusieurs) électrons accouplés, on voit immédiatement que le nombre des périodes de vibrations propres au système est en général égal à 2 (ou 3 [illegible]). Mais il est possible que dans certains modes d'excitation on mette en jeu un nombre de périodes inférieur au précédent. C'est ce qui arrivera par exemple si par suite d'une contrainte intérieure les mouvements des différentes parties du système sont assujettis à des rapports de phase déterminés. Tel est le cas dans les théories de la dispersion, où l'on admet toujours que la longueur d'onde utilisée est très grande par rapport au système mis en vibration, de sorte que chaque élément de ce système est soumis à la même force et se meut d'une façon synchrone avec les autres. En d'autres termes, malgré la complexité de structure de la molécule, celle-ci vibre d'un mouvement d'ensemble qui met en jeu un seul degré de liberté. On comprend aisément que dans ces conditions le spectre d'absorption puisse être dépourvu de certaines raies présentées dans le spectre d'émission.

L. [illegible]

Études des raies d'absorption au moyen de l'échelon et influence des gaz étrangers sur les raies d'absorption. — Fuchtbauer (Chr.) (*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911), 522-525). — La théorie classique de [illegible] montre que la largeur des raies spectrales [illegible] et que l'intensité [illegible] le maximum diminue lorsqu'on augmente l'amortissement. Si l'on admet avec Lorentz que l'amortissement n'est pas dû à un [illegible] on est conduit à penser qu'un accroissement de pression doit rendre les raies spectrales plus diffuses et moins intenses. C'est en effet ce qui se produit [illegible] que l'absorption. M. Fuchtbauer a étudié à ce point de vue la raie [illegible] du sodium [illegible] de pression [illegible] par l'adjonction d'un *gaz étranger*. Il s'est servi, comme [illegible] par M. Fabry [illegible] de Paris. Les [illegible] un spectroscope à échelon de grande dispersion. On observe les [illegible] chromatique considérée.

Les *bandes* de l'iode et du brome sont notablement élargies [illegible] que celle-ci ne prévoit pas : l'effet des gaz est sélectif, chacun agit d'une manière individuelle même quand la pression totale est maintenue invariable.

Les *raies* d'absorption des métaux alcalins se comportent tout autrement que les bandes d'absorption de l'iode et du brome. L'addition de gaz étrangers non seulement élargit les raies, mais augmente l'absorption maximum au lieu de la diminuer. On doit en conclure qu'elle augmente le *nombre* des centres intéressés dans l'absorption. L'hypothèse la plus simple qui explique tous ces faits est celle de Wien, d'après laquelle les centres d'émission, ou ions positifs, ne deviennent lumineux qu'au moment où ils se neutralisent par addition d'un électron. On comprendrait de la sorte pourquoi les gaz *électronégatifs* (hydrogène) ont une action beaucoup moindre que les autres sur l'émission et l'absorption des raies.

L. Bloch.

Sur les spectres de bandes. — Fortrat (R.) (*Arch. Sc. Phys. et Nat.*, 31 (1911), 550-554). — L'auteur expose quelques généralités sur les spectres de bandes, leur production et les formules proposées pour la répartition des têtes de bandes et des raies consécutives d'une bande.

De la formule de Deslandres

$$\nu = A + Bm + Cm^2$$

où ν est la fréquence et *m* le numéro d'ordre on déduit :

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta m} = A + 2Cm, \quad \frac{\Delta^2\nu}{\Delta m^2} = 2C.$$

En portant en abscisse la fréquence ν et en ordonnées [illegible] les fréquences [illegible], on obtient une parabole (fig. 1).

En réalité la courbe expérimentale (fig. 2) passe par un maximum, en particulier pour les bandes de Cy.

L'auteur, photographiant la bande 5165 du carbone avec un appareil à prismes construit par M. Weiss, trouve qu'elle

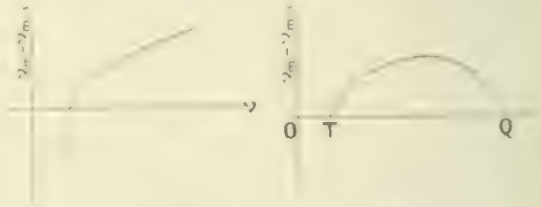


Fig. 1 Fig. 2

est complexe : elle contient un ensemble de doublets se plaçant sur deux courbes paraboliques, un ensemble de triplets analogues, les doublets et les triplets se resserrant quand la fréquence augmente. Il n'est pas possible de grouper les résultats de manière à retrouver les résultats de la loi de Deslandres.

E. Henriot.

L'effet de la pression sur le spectre d'arc du vanadium. — Rossi (R.) (*Astrofis. Journ.*, 34 (1911), 21-25). — Ce travail fait suite à [illegible] et [illegible] que le précédent voir *le Radium*, 7 (1910), 245) sur l'effet de la pression sur le spectre d'arc du titane. Le [illegible] spectrale étudiée est comprise entre λ 4000 et 4600 U. A. On fait éclater l'arc entre un pôle de charbon et un tube de graphite creux contenant [illegible] de vanadium. Les spectres [illegible] photographiés. Les pressions utilisées sont 1, 5, 10, 20 et 100 atmosphères.

Résultats. — Toutes les raies sont élargies par la pression, et déplacées vers la fin moins réfrangible du spectre. [illegible] Les déplacements varient [illegible] et il n'est pas possible de tirer

des groupes de raies ayant le même déplacement. Le tableau ci-dessous, qui donne le déplacement moyen des raies [illegible] montre qu'il existe une relation presque linéaire entre la pression et le déplacement. Le déplacement moyen par atmosphère est égal à 0,00266 U. A.

[illegible]	15	50	80	100
Déplacement moyen en U. A.	0,042	0,082	0,152	0,245
Déplacement moyen par atmosphère en U. A.	0,0028	0,0027	0,0026	0,0027

Les intensités relatives des raies du vanadium sont très peu affectées par la pression.

Enfin, il ne paraît pas exister de connexion entre le déplacement par pression et l'effet Zeeman, comme on l'a prétendu. Le rapport entre le déplacement par pression des raies du vanadium, et leur séparation magnétique observée par Purvis, perpendiculairement aux lignes de force d'un champ de 59280 U. C. G. S. varie d'une raie à l'autre. En outre, tandis que la séparation magnétique est proportionnelle au carré de la longueur d'onde, on n'a pas encore trouvé de relation exacte entre le déplacement par pression et la longueur d'onde. L. Brunninghaus.

L'effet de la pression sur les spectres donnés par le four électrique. — King (A. S.) [*Astroph. Journ.*, 34 (1911) 57-96]. — Le four électrique utilisé a été décrit en détail dans un mémoire antérieur. (Voir *Astroph. Journ.*, 78 (1908) 500). Il se compose en principe d'un tube de graphite de 50,5 cm de longueur, de 12,5 mm de diamètre intérieur, et de 18,5 mm de diamètre extérieur, où l'on fait passer un courant de l'ordre de 1000 ampères. Ce tube est protégé extérieurement par un deuxième tube de graphite, noyé lui-même dans un isolant calorifique. L'appareil est construit de façon à pouvoir supporter de fortes pressions. Enfin, le tube est muni de fenêtres de verre, bien entendu refroidies par l'eau, qui permettent de spectrographier la lumière émise par la vapeur métallique (fer) contenue dans le four. La pression est exercée à l'aide du gaz anhydride carbonique, après un premier essai comparatif dans le vide, toutes les autres conditions étant maintenues rigoureusement invariables. Les températures, mesurées au pyromètre de Wanner, variaient de 2400° à 2500°.

Enfin, le spectrographe était à réseau (500 traits au millimètre), dont on utilisait le spectre du second ordre, donnant environ 0,95 U. A. par millimètre. La lumière du four était concentrée sur la fente au moyen d'une lentille de 10 cm de diamètre et de 60 cm de foyer.

Résultats. — 1. Le four sous pression donne un spectre contenant pratiquement toutes les raies connues avec le four dans le vide à la même température.

2. L'effet général de la pression est un élargissement des raies, et un déplacement vers les grandes longueurs d'onde, l'élargissement pour les raies de basse température étant très fort, et accompagné du renversement.

3. Le nombre des raies mesurables est approximativement le même que pour l'arc sous pression, avec quelques différences dues aux intensités relatives différentes des raies dans les deux sources.

4. Les déplacements de presque toutes les raies du fer, de λ 4050 à λ 4450 se rangent en trois groupes, le rapport des déplacements étant : 1 : 2 : 4, le même que pour ces groupes de raies dans l'arc.

1er groupe	20 raies.	Déplacement moyen :	0,054
2	15	—	0,064
2	15	—	0,112

5. Les déplacements *relatifs* des raies du four suivent étroitement ceux des raies de l'arc.

6. Les déplacements *absolus* des raies du four à une pression de 9 atmosphères sont à peu près doubles de ceux donnés par l'arc à la même pression et sont tout à fait comparables avec les déplacements dans l'arc pour 20 atmosphères.

Voici, à titre d'exemple correspondant à ces deux derniers paragraphes, le tableau des déplacements de quelques raies du fer dans le four et dans l'arc.

λ	Four 9 atm.	Arc 21 atm. Duffield	Arc 42 atm. Hurst-Nichols	Remarques
4265,759	0,064	0,062	0,107	Renversée.
4071,968	0,060	0,067	0,042	Renversée.
4202,198	0,062	0,044	0,071	Renversée.
4255,772	0,101	0,107	0,240	
4576,107	0,052	0,052	0,059	Renversée.

7. Une relation linéaire entre le déplacement et la pression est probable : les pressions utilisées sont trop faibles pour pouvoir être plus affirmatif.

8. Quelques photographies du four ont montré des changements plus grands ou plus petits que ceux donnés ordinairement à la même pression. Ceux-ci sont apparemment dus à des différences dans l'état de la vapeur lumineuse.

9. Pour des raies du fer du même caractère général, produites à basse température, et facilement renversées, le déplacement ne montre aucune tendance à s'accroître avec la longueur d'onde, l'effet de pression étant sous ce rapport très différent de l'effet d'un champ magnétique sur les mêmes raies. L. Brunninghaus.

Étude spectroscopique de l'auréole de l'arc électrique. — Hagenbach (A.) et Hertenstein (H.) [*Arch. Sc. Phys. et Nat.*, 31 (1911) 549-550]. — L'auréole qui sort de l'arc électrique présente des spectres de bandes. Les auteurs ont photographié les spectres de l'auréole pour Cu, Sn, Pb, Ag et quelques-uns de leurs halogénés. Les sels étaient supportés soit par des électrodes de charbon, soit par des électrodes du métal correspondant. Le résultat se résume ainsi : les spectres d'auréole sont à bandes et identiques à ceux des flammes, sauf au point de vue du rapport des intensités. L'identité des spectres de la flamme et de l'auréole montre que, dans ce dernier cas, la luminescence n'est pas due aux actions électriques.

L. Houllevigue.

Absorption par fluorescence et loi de Lambert pour la fluorescéine. — Kaempf (F.) [*Phys. Zeitschr.*, 12 (1911) 761-763]. — Un gaz est-il plus absorbant lorsqu'il est luminescent? Les expériences de Ladenburg et Pfluger sur l'hydrogène permettent de répondre affirmativement à cette question. Les corps fluorescents en général présentent-ils un accroissement d'absorption? Les résultats obtenus jusqu'ici sont contradictoires (Lamichel, Wood, Houstoun, Burke, Nichols et Merritt, Wien). M. Kaempf a montré que la fluorescéine, lorsqu'elle est excitée par une source lumineuse, ne présente pas une absorption plus grande qu'à l'état ordinaire. Les différences sont de l'ordre

[illegible] 5 pour 100. En [illegible] que la loi d'absorption pour le [illegible] indépendante de l'intensité [illegible] 1 : 1000) et d'autres termes d'absorption [illegible] complètement à la loi de [illegible].

L. Bloch.

La visibilité de la radiation. Nouveaux calculs sur les données de König. — Nutting P. G. (*Bull. of the Bureau of Standards*, 7, 1911, 255-258). — Pour étudier la visibilité des différentes couleurs du spectre, König comparait au vert (0μ,555) les autres radiations, en observant la largeur de la fente qu'il fallait mettre au col[illegible] du spectrophotomètre, pour produire la même sensation lumineuse que dans le vert. On obtenait ainsi la courbe des intensités lumineuses; en divisant l'intensité lumineuse par l'énergie mesurée au bolomètre, on avait la visibilité. M. Nutting refait les calculs en faisant intervenir la dispersion du prisme. L'effet de cette correction est de dé[illegible] le maximum de visibilité de 0μ,565 à 0μ,544 pour les intensités fortes, et de 0μ,511 à 0μ,505 pour les faibles [illegible].

L. Bloch.

Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres de fluorescence et d'absorption sélective. — Du Bois H. et Elias G.-J. (*Ann. d. Phys.*, 35, 1911, 617-678). — Dans ce deuxième mémoire, les auteurs complètent sur bien des points les résultats obtenus par eux il y a trois ans[1]. Dans l'intervalle, l'un d'entre eux, G.-J. Elias, a étudié quantitativement au même point de vue la rotation du plan de polarisation : chaque bande d'absorption correspond à une rotation anomale, qui décroît avec la température et qui bien souvent est inversement proportionnelle à la température absolue; enfin, au voisinage des bandes, la rotation n'est pas toujours proportionnelle au champ ma[illegible].

En outre, G.-J. Elias traça la courbe de dispersion du nitrate de néodyme et constata, dans les solutions concentrées [illegible] une [illegible] magnétique transversale, qui s'étendait sur tout le spectre sans pré[illegible] d'absorption[2].

En gros, les appareils employés sont ceux de leur précédent travail (1908), mais les auteurs y ont apporté quelques améliorations de détail.

Après [illegible] quelques observations, sur certaines [illegible] du rubis, portant à la fois sur l'absorption, la fluorescence [illegible] de Goldstein, [illegible].

De plus, du Bois et Elias publient un nombre considérable d'observations sur les solutions de nitrate d'erbium : ils déterminent, en longueurs d'onde et en intensité approximative, les bandes d'absorption dans le rouge et dans le vert jaune aux températures de — 180° et de — 190°, en faisant varier les conditions (champ magnétique, pouvant [illegible] de polarisation).

[illegible] W. Voigt [illegible] d'interpréter par la théorie des électrons les plus impor[illegible] de [illegible] [illegible] pour [illegible] propriétés [illegible] [illegible] 27, 1909, [illegible].
[illegible] 48, 1911, [illegible].
[illegible] 12, 1910, [illegible].

lement entrer dans le cadre d'une théorie quelle qu'elle soit et ils croient que leurs expériences ouvriront peut-être de nouveaux horizons, surtout dans la théorie de la fluorescence.

M. Boll.

Courbes de gradation de plaques au gélatino-bromure dans l'ultra-violet. — Stanger (E.) (*Phys. Zeitsch.*, 12, 1911, 580-582). — On appelle courbes de gradation d'une plaque photographique les courbes qui représentent le noircissement de la plaque en fonction du produit *it* de l'intensité lumineuse par le temps de pose. Les travaux de Precht, Stenger, Lembach, ont déjà fait connaître que les courbes de gradation dans le spectre visible sont indépendantes de la longueur d'onde et toutes superposables. Le présent travail permet d'étendre cette conclusion à l'ultra-violet entre 500 et 585 μμ.

L. Bloch.

Sur une forme d'écrans absorbants à teinte neutre pour usages photométriques. — Ives (H.-E.) et Luckiesh M. (*Phys. Rev.*, 32, 1911, 522-529). — Deux dispositifs sont pratiquement employés pour absorber une partie de la lumière émise par une source fixe : intercaler sur le trajet des rayons lumineux un verre absorbant (verre fumé dont la légère coloration jaune est corrigée par un peu de bleu de cobalt), ou bien obturer périodiquement la source au moyen, par exemple, d'un disque tournant devant elle et comportant des ouvertures qui laissent passer une fraction connue de la lumière émise. Dans le premier cas, l'absorption est toujours sélective et les rayons de courtes longueurs d'ondes plus facilement arrêtés que les autres. La seconde méthode, avec certains photomètres comportant des organes mobiles, est inapplicable à cause des effets stroboscopiques.

Les auteurs ont eu l'idée d'utiliser comme écrans absorbants des réseaux semblables à ceux qui servent en photogravure et comportant, gravés sur une plaque de verre, de 40 à 1200 lignes noires par pouce. Ces écrans transmettent de 80 à 20 pour 100 de l'intensité lumineuse incidente.

La théorie des réseaux, et l'expérience directe, montrent que la manière dont s'effectue la transmission de lumière par ces écrans ne dépend pas seulement du rapport des espaces clairs aux espaces obscurs, mais aussi de leur position et des dimensions des traits. Les auteurs donnent une théorie du fonctionnement de ces écrans et l'ont vérifiée expérimentalement. En somme, un de ces réseaux, calibré sur un banc photométrique, soit à l'aide d'un disque tournant, soit en utilisant la loi des inverses des carrés des distances, peut, en le placant convenablement, être ensuite utilisé sans erreur sensible avec un spectrophotomètre. Ce dispositif n'est naturellement utilisable que dans le cas où la lumière est reçue par une surface réfléchissante ou diffusante, il est inapplicable toutes les fois qu'il est nécessaire de former l'image de la source lumineuse, d'un filament, par exemple.

L. Sacerdote.

Rayonnement Rontgen homogène emis par les vapeurs. — Chapman (J. C.) (univ. de Londres) (*Phil. Mag.*, 21, 1911, 446-[illegible]). — Un [illegible] émet de rayons X secondaires de deux types : un rayonnement hétérogène [illegible] même pénétrabilité que les rayons primaires, et un autre homogène, ayant un coefficient d'absorption caractéristique de l'élément [illegible] [illegible] partir du chrome; il constitue une propriété nettement atomique, en ce sens qu'il ne dépend pas du fait qu'on ait un élément pur ou son composé chimique. Dans le

travail qui est devant nous, l'auteur montre que le rayonnement homogène est émis également lorsque la matière

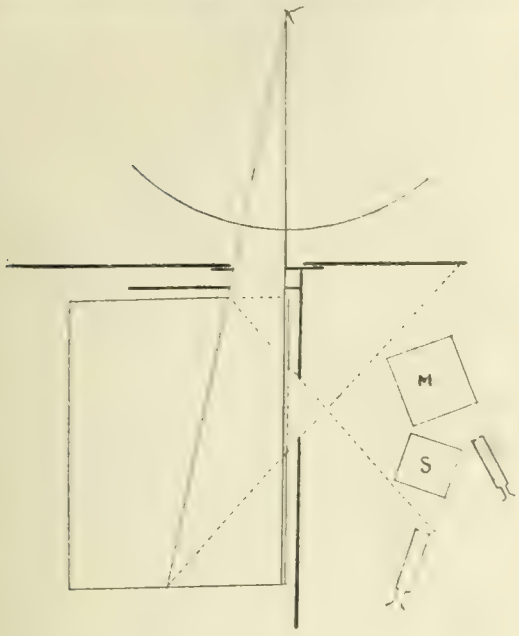


Fig. 1.

étudiée se trouve à l'état de vapeur, et il vérifie que son coefficient d'absorption est, pour un élément donné, le même que dans le cas d'une substance solide ; les expériences ont été faites sur le bromure d'éthyle (C^2H^5Br) (rayonnement caractéristique du brome) et sur l'iodure de méthyle (CH^3I) (rayonnement caractéristique de l'iode). La disposition des appareils est indiquée sur la figure 1 ; on y voit la source des rayons, puis une boîte de fer à fenêtres d'aluminium contenant le gaz ; les rayons secondaires produits dans celui-ci viennent tomber sur deux électroscopes, dont l'un sert de témoin. Devant l'autre, on met des écrans d'aluminium et on détermine ainsi le coefficient d'absorption des rayons dans ce métal. Les valeurs obtenues s'accordent très bien avec celles qu'on a pour les composés solides des mêmes éléments, ainsi que le prouve le tableau suivant [1].

Br :	Vapeur de C^2H^5Br . . .	16,4
	NaBr solide	16,2
	BrOH solide	16,5
I :	Vapeur de CH^3I	2,5
	I solide	2,5

Dans un travail précédent (v. *Le Radium*, 8, 1911, 27), l'auteur avait montré que le rayonnement secondaire homogène ne provenait pas du bombardement des atomes de la substance par les électrons négatifs qui constituent le troisième type de rayonnement secondaire, dit rayonnement corpusculaire ; une modification de l'expérience qui vient d'être décrite a permis de confirmer ce résultat. Si l'air mélangé à la vapeur du bromure d'éthyle dans la chambre d'ionisation est remplacé d'abord par du gaz carbonique, puis par de l'hydrogène, les rayons corpusculaires seront absorbés environ 22 fois plus dans le CO^2 que dans l'hydrogène, puisque tel est le rapport des densités ; par conséquent, le CO^2 subira une bien plus grande part du bombardement total, et un nombre bien moins grand de molécules du C^2H^5Br seront frappées dans le premier cas que dans le second ; il s'ensuit que si le rayonnement homogène est dû au bombardement corpusculaire, il devra être beaucoup plus intense dans le cas de l'hydrogène. L'expérience montre qu'en réalité il n'y a pas de différence notable, et fait rejeter ainsi encore une fois l'hypothèse considérée. L. Kolowrat.

1. Les nombres portés au tableau sont des valeurs de μ/ρ, où μ est le coefficient d'absorption dans l'aluminium, déterminé par la formule $I = I_0 e^{-\mu x}$, et ρ la densité de l'aluminium.

Intensité du rayonnement Röntgen secondaire homogène émis par les composés chimiques. — Chapman J. C. et Guest E. D. (*Proc. Cambr. Philos. Soc.*, 16, 1911, 156-141). — Il a déjà été montré par de nombreuses expériences que le rayonnement secondaire homogène constituait une propriété atomique, c'est-à-dire qu'il n'était pas influencé par l'état de combinaison chimique de l'élément considéré ; mais toutes ces expériences avaient plutôt un caractère qualitatif. Les auteurs se sont proposé dans ce travail de mesurer, aussi exactement que possible, l'intensité du rayonnement secondaire émis par un même élément dans deux états de combinaison différents. Dans une première expérience, ils ont pris une lame d'aluminium recouverte d'une couche très mince de chlorure de strontium ; après avoir mesuré l'intensité du rayonnement secondaire dans une direction déterminée, ils ont transformé le chlorure en sulfate sans l'enlever de la lame, et ils ont répété les mesures. En tenant compte du rayonnement secondaire dû à l'aluminium, au support et à l'air, et aussi du fait que le pouvoir absorbant du chlorure n'est pas le même que celui du sulfate, on trouve finalement que l'intensité du rayonnement émis par le strontium sous forme de chlorure, est à l'intensité du rayonnement émis par la même quantité de strontium sous forme de sulfate, comme 1,06 est à 1 ; on peut donc dire que les deux intensités sont égales, aux erreurs de l'expérience près. Dans une seconde expérience, on a employé comme radiateur une feuille d'étain, puis on l'a attaquée par de l'acide nitrique et on a refait l'expérience avec le nitrate formé ; le rapport des deux intensités, calculé comme ci-dessus, a été égal à 1,05. L. Kolowrat.

Mollissement apparent des rayons Röntgen par leur passage à travers la matière. — Sadler Ch. A. (Univ. de Liverpool) et Steven A. J. (*Phil. Mag.*, 21, 1911, 659-668). — Le faisceau émis par l'anticathode d'un tube à rayons X et observé à l'extérieur du tube n'a plus la même composition qu'au moment de son émission, car ses constituants les moins pénétrants sont absorbés par les parois de verre ; si on évite cette absorption en faisant sortir les rayons par une fenêtre d'aluminium très mince, on trouve qu'ils consistent en grande partie en rayons homogènes caractéristiques du métal de l'anticathode. Avec une fenêtre un peu plus épaisse, le rayonnement homogène est arrêté, mais le rayonnement hétérogène reste beaucoup plus mou que dans les conditions ordinaires ; c'est ce rayonnement que l'auteur a étudié en détail, en se bornant au cas d'une anticathode en aluminium. Pour ce métal, le rayonnement caractéristique est faible et très absorbable, et il a suffi d'une épaisseur de 0,00567 cm d'Al pour le supprimer. Le tube à rayons X était donc fermé, en face de l'anticathode, par un disque de laiton percé de deux trous recouverts d'une feuille d'Al de l'épaisseur indiquée ; les rayons sortant par l'un des trous étaient dirigés sur un électroscope témoin, et ceux qui passaient par l'autre devaient traverser des écrans d'épaisseur variable avant de tomber sur un second électroscope

[illegible] les constituants du faisceau qui peuvent exciter le rayonnement homogène caractéristique de cette substance.

Par exemple, dans l'une des expériences, une feuille [illegible] 21,4 pour 100 [illegible] 0,00124 cm : par un passage préalable à travers le fer, le rayonnement était donc devenu plus absorbable pour l'Al. Ceci s'explique facilement, s'il est vrai que le fer absorbe sur[illegible] pables d'exciter son rayonnement caractéristique ; car il se trouve que pour ces rayons la pénétrabilité dans l'aluminium est relativement grande : par conséquent, dans un faisceau ayant traversé le fer, la proportion de rayons pénétrant facilement dans l'Al sera moindre, c'est-à-dire que ce faisceau sera en moyenne moins dur pour l'Al. On peut, du reste, vérifier directement que le fer absorbe sélectivement [illegible] ment : pour cela, on fait passer le faisceau initial à travers une feuille de fer, puis on le fait tomber sur des lames de différents métaux servant de radiateurs secondaires. On mesure l'intensité du rayonnement secondaire lorsque la [illegible] on trouve que l'effet de cette interposition est le plus grand lorsque le radiateur est constitué par du fer.

On a des relations du même genre avec des écrans de substances autres que le fer et l'aluminium ; le résultat [illegible] interposée au début et de celle qui sert à mesurer l'ab[illegible] thode du tube, on compose artificiellement un faisceau [illegible] (Traduit par [illegible]).

Note sur l'énergie du rayonnement X hétérogène. — Barkla (Ch. G.). *Phil. Mag.*, 21 (1911), 648. [illegible] matière d'épaisseur donnée, et il a appliqué les résultats à calculer le nombre d'électrons de chaque atome qui prennent [illegible] dans ces éléments, la dispersion est proportionnelle à la densité ; quand à $\lambda\rho$, il est des cas où il a pu être abaissé jusqu'à 0,25. Or, $s\rho$ ne peut manifestement pas être supérieur à $\lambda\rho$, puisque l'énergie dispersée ne forme qu'une partie de toute l'énergie absorbée, et peut tout au plus lui être égale.

D'autre part, les lois simples de l'absorption trouvées par Barkla et Sadler permettent d'estimer la part du rayonnement dispersé, par rapport à tout le rayonnement absorbé ; cette estimation conduit à des valeurs de $s\rho$ de l'ordre de 0,2 : d'après ce qui précède, ce nombre serait aussi la limite inférieure que peut atteindre $\lambda\rho$; il y aurait donc une limite à la pénétrabilité des rayons Rontgen.

(Traduit par [illegible]).

La distribution des rayons X secondaires et la théorie des pulsations électromagnétiques. — Barkla (Ch. G.) et Ayres (T.). [illegible] *Phil. Mag.*, 21 (1911), 270-278. — M. Barkla avait déjà montré que les rayons X primaires et les rayons X secondaires hétérogènes (diffusés) étaient partiellement polarisés pour certaines directions de propagation, de la façon prévue par la théorie qui fait consister les rayons X en pulsations électromagnétiques. Les auteurs montrent maintenant que l'intensité des rayons secondaires varie avec leur direction en accord avec cette théorie ; en effet, cette intensité est celle qu'on peut calculer en supposant que chaque électron de la substance qui émet les rayons secondaires reçoit une accélération dans le sens du vecteur électrique de la vibration primaire (c'est-à-dire perpendiculairement au plan de polarisation), au moment où celle-ci passe à l'endroit qu'il occupe. Si les rayons ne sont pas polarisés, les accélérations seront, en moyenne, distribuées uniformément dans un plan perpendiculaire à la direction OA de propagation du faisceau primaire ; on trouve dans ce cas que l'intensité du rayonnement secondaire diffusé dans toute direction OP formant un angle α avec OA, doit être :

$$I_\alpha = I_{\frac{\pi}{2}}(1 + \cos^2\alpha),$$

si $I_{\frac{\pi}{2}}$ est l'intensité pour une direction normale à OA. [illegible] leigh, donne l'intensité d'une lumière monochromatique diffusée par un milieu contenant des particules fines en [illegible]

[illegible] ment la relation ci-dessus ; ils ont pris le charbon comme source des rayons diffusés, parce qu'il permet, dans des conditions appropriées, d'éliminer suffisamment bien le [illegible] de longueur [illegible] autour d'un axe également vertical ; la chambre d'ionisation était formée par un cylindre dirigé vers la lame de [illegible] l'extrémité d'un bras mobile autour du même axe vertical [illegible] l'angle d'incidence des rayons primaires et la direction [illegible]

[illegible]

1. [illegible]

est distribué uniformément dans toutes les directions ; par conséquent, les deux sortes de rayons ont bien une origine différente. J. Kotowski.

Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool éthylique pour les ondes très courtes. — **Merczyng H.** [*Ann. d. Phys.*, 34 (1911) 1015-1025]. — L'auteur a montré précédemment [*Ann. d. Phys.*, 33 (1910) 1], au moyen d'une méthode de réflexion, l'existence dans le spectre de l'eau :

1° d'un maximum compris dans l'espace non encore exploré entre les ondes optiques et électromagnétiques ;

2° dans certaines régions, de bandes d'absorption.

Ces résultats n'avaient pas été confirmés par tous les observateurs. Toutefois, Colley [*Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.*, 39 (1907) 210] a observé une diminution sensible de l'indice n pour :

$$\lambda = 22,4 \text{ cm} \qquad n = 8,4 \qquad n^2 = 70,6$$

valeur qui diffère sensiblement de :

$$K = n^2_\infty = 81$$

Dans le présent travail, l'auteur s'est proposé de confirmer les résultats de Colley pour des longueurs d'onde plus petites.

Bien que les mesures soient rendues difficiles par la faiblesse du rayonnement et l'existence de nombreuses bandes d'absorption, il obtient un minimum très net aux environs de $\lambda = 3,5$ cm. Il est intéressant de reproduire un tableau qui résume les résultats obtenus pour l'eau par les différents auteurs :

λ en cm	n	n^2	Auteurs
75	9,07	81,7	Drude.
44,1	9,14	85,6	Marx (1889).
56,1	8,86	78,5	Colley (1907).
22,4	8,59	70,4	Colley (1907).
5	8,80	77,4	Colley (1906).
4,5	**6,88**	**47,3**	**Merczyng** (1911)
3,5	**6,54**	**42,7**	**Merczyng** (1911).
3,2	9,22	85	Marx (1889).
0,8	8,97	80,4	Lampa (1896).
0,4	9,50	90,2	Lampa (1896).

L'alcool éthylique a donné pour :

$$\lambda = 4,5 \text{ cm} \qquad n = 2,25 \qquad n^2 = 5,06 \text{ ;}$$

il présente aussi des phénomènes de dispersion anomale dans son spectre électrique. M. Boll.

Ionisation

Note sur la manière dont se comportent les cathodes en chaux incandescente. — **Willows R. S.** et **Picton T.** [*Proc. Phil. Soc. London*, 23 (1911) 257-263]. — Wehnelt a montré que la chaux incandescente émet un grand nombre de charges négatives. Il résulte de ce fait que, si on utilise comme cathode d'un tube à vide de la chaux chauffée la décharge peut passer pour des différences de potentiel de l'ordre de 50 volts. Le fonctionnement de ces cathodes est d'ailleurs assez irrégulier et il a paru intéressant aux auteurs de ce travail de chercher à l'étudier de plus près. Les cathodes dont ils se servaient étaient constituées par une couche de CaO étendue sur un conducteur (platine ou nickel) chauffé à l'aide d'un courant électrique auxiliaire. Ils ont obtenu les résultats suivants :

Lorsque la chaux est placée sur du platine et chauffée, l'émission des charges croît avec le temps. Pour des différences de potentiel entre les électrodes supérieures à celle qui correspond à la saturation, les charges émises peuvent devenir neuf fois plus nombreuses qu'elles ne l'étaient au début. Pour des différences de potentiel plus faibles, cet accroissement est plus lent et ne dépasse pas 100 pour 100.

Si la chaux se trouve sur du nickel lorsqu'on fait passer un courant de décharge intense, le courant croît d'abord en fonction du temps, passe par un maximum, puis décroît. L'émission de charges est souvent particulièrement intense lorsque la chaux a été refroidie pendant quelques heures. Pour les faibles voltages le courant présente sensiblement les mêmes variations qu'avec le platine.

Des irrégularités nombreuses se manifestent dans l'émission des charges pendant les premiers instants où l'on fait passer le courant dans un tube n'ayant pas servi depuis quelques heures. On peut alors porter la cathode de chaux à 1000° sans qu'il passe un courant appréciable. De plus, dans ces mêmes conditions, la décharge est facilement modifiée par des vibrations de la cathode. On régularise le phénomène en faisant d'abord passer la décharge dans le tube à l'aide d'une bobine d'induction.

« L'activité » de la cathode de chaux ne semble pas dépendre d'une manière simple de la quantité d'électricité qui a déjà passé dans le tube. J. Sayhores.

Sur la formation de stries de poussière par l'étincelle électrique. — **Marsh (S.)** et **Nottage W. H.** [*Proc. Phil. Soc. London*, 23 (1911) 264-276]. — Des expériences nombreuses ont été faites sur la production de stries dans un tube contenant une poudre fine lorsqu'on fait jaillir l'étincelle électrique entre deux électrodes placées aux extrémités du tube. Les auteurs ont repris ces travaux en plaçant la poudre sur une surface plane et faisant jaillir l'étincelle entre deux électrodes placées l'une au-dessus du plan, l'autre au-dessous dans une échancrure ménagée à cet effet, de manière à éviter les réflexions sur les parois d'un tube. De nombreuses illustrations photographiques montrent les phénomènes observés. Les auteurs se sont efforcés de les expliquer et en particulier de prévoir la distance qui sépare deux stries en admettant que la configuration d'équilibre du système est déterminée par l'existence entre les particules de poussière de forces de répulsion analogues à celles qui s'exercent, comme l'a montré Konig, entre deux sphères voisines placées dans un fluide en mouvement. Ils admettent que l'étincelle en jaillissant donne naissance à des ondes sphériques se propageant avec une vitesse définie et ceci leur permet de prévoir la distance de deux stries consécutives et la distance des stries à l'origine. Les nombres ainsi trouvés coïncident, aux erreurs expérimentales près, avec ceux que fournit directement l'expérience. Les expériences de MM. Marsh et Nottage confirment d'ailleurs le fait, établi déjà, que la formation des stries semble être sensiblement indépendante de la fréquence. J. Sayhores.

REVUE DES LIVRES

Sur les électrons. — **Wien (W.)** (Communication faite au Congrès des Naturalistes allemands à Meran) [1 broch., 15×25, 39 p., Teubner, Leipzig, 1909].

Exposé du point de vue électronique en ce qui concerne les rayons cathodiques, le phénomène de Zeeman, le radium,

[illegible] le principe de la relativité.

L. Bloch.

La théorie corpusculaire de l'électricité. Les Électrons et les Ions. — Drumaux (P.) (*préface de* [illegible]). [illegible] 16-25. 160 p., Gauthier-Villars, Paris, 1911.

L'auteur s'est efforcé dans ce petit livre de donner un [illegible] des théories modernes relatives à l'électricité. Il s'adresse « surtout aux ingénieurs et aux étu[illegible] » [illegible] Après avoir [illegible] les principaux faits établis [illegible] presque certaine l'existence de l'atome d'électricité, constitution corpusculaire du courant, constance du rapport $\frac{e}{m}$ pour les électrons, liens entre les électrons et les atomes matériels), l'auteur montre comment l'expérience a conduit aux conceptions actuelles. L'ordre adopté dans l'exposition est le suivant.

L'étude des phénomènes de décharge dans les gaz raré[illegible] l'existence de corpuscules d'électricité négative dont la nature et la grandeur ne dépendent pas de la nature du corps gazeux traversé par le courant. L'électricité positive, au contraire, se manifeste comme étant toujours associée aux atomes chimiques. L'auteur [illegible] des phénomènes d'ionisation dans les gaz [illegible] et dans les électrolytes. Puis il applique les résultats ainsi [illegible] l'ionisation atmosphérique.

Une seconde partie est consacrée à l'étude de la dynamique de l'électron, qui permet d'aborder l'étude des phé[illegible]

Enfin, le livre se termine par quelques pages où se trouvent indiqués les liens de la théorie électronique avec la radioactivité et les principes de la théorie de la conductibilité métallique.

L'auteur a présenté tous ces faits d'une manière très élémentaire qui simplifiera beaucoup la lecture de son livre. Il a évité surtout les longs développements analytiques qui, [illegible] d'une théorie nouvelle pour lui et que de très nombreux renvois bibliographiques lui permettront d'ailleurs de retrouver facilement.

Signalons enfin, dans le cours de l'ouvrage, un petit appendice dans lequel se trouvent résumées brièvement les notions essentielles du calcul vectoriel. **J. Saphores.**

Fortschritte in der Kolloidchemie der Eiweisskörper. — Handovsky (H.) [illegible] 1911, M. 1,[illegible]

[illegible] de l'école de Wo. Pauli à laquelle il appartient.

[illegible] cette constitution les propriétés déjà connues de ces substances et en particulier les modifications qu'elles subissent en présence des électrolytes : on est amené pour cela à considérer les albuminoïdes comme des corps jouant à la fois le rôle d'acide faible et de base faible, pouvant par suite donner des ions de deux signes différents et former avec tous les électrolytes (acides, bases ou sels) des combinaisons plus ou moins dissociées et hydrolysées. Si l'on attribue de plus à certains des éléments ainsi formés, électriquement neutres ou chargés (et surtout à ceux-ci), la propriété de fixer des quantités d'eau considérables, on arrive à expliquer un assez grand nombre de propriétés des albuminoïdes, en particulier les variations de viscosité, de conductibilité électrique, de résistance à la coagulation par la chaleur ou par l'alcool, variations dont les travaux des dernières années ont mis en évidence le remarquable parallélisme lorsqu'on modifie la quantité ou la nature des électrolytes ajoutés. **H. Mouton.**

Themen der physikalischen Chemie. — Baur (E.) [illegible] 24-16, 115 p., Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1911].

Cette petite brochure est faite d'une série de neuf leçons professées à l'Ecole technique supérieure de Brunswick à la demande de l'Union des ingénieurs allemands. Elles traitent du but de la Chimie physique, des piles électriques, des hauts-fourneaux, de la grande industrie chimique inorganique, de la catalyse, des explosions dans les gaz, des matières explosives, de la métallographie, des colloïdes et de l'absorption. Cette simple énumération montre que la chimie physique est considérée du point de vue de l'art de l'ingénieur. Très claires, illustrées d'expériences simples et bien choisies, mettant bien en relief les services rendus à l'industrie par la chimie physique, les leçons, forcément un peu brèves, ne suffiront assurément pas à apprendre à l'ingénieur ce qui peut lui être utile en chimie physique, mais elles lui montreront l'importance pratique de cette science et lui feront connaître quelques données importantes. De nombreuses figures et des notes en petit texte peuvent aider le lecteur à reproduire les expériences décrites dans les leçons. **H. Mouton.**

Ueber Katalyse. — Ostwald (Wilhelm) [1 broch., [illegible] 15-39 p., Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1911].

Sous ce titre, l'auteur publie le discours qu'il a prononcé à Stockholm le 12 décembre 1909 [illegible] le prix Nobel pour la chimie. On sait que c'est, en effet, à ses travaux sur la catalyse que le prix fut attribué. On trouvera dans la brochure une histoire brève, mais bien vivante du chapitre considéré de la science chimique. Ostwald y rend hommage au génie de Berzélius qui comprit la grande [illegible] l'étude aussi loin que le permettait l'ignorance de la notion [illegible] cette dernière notion s'est introduite dans la science, et comment il fut amené à l'appliquer à la catalyse dans ses [illegible] comment on est amené à faire jouer à la catalyse un rôle chaque jour plus important en chimie pure et en chimie [illegible] liers des problèmes de cinétique chimique et leur solution dépend de la solution générale que l'avenir donnera de la [illegible] affinités. **H. Mouton.**

MÉMOIRES ORIGINAUX

L'effet Zeeman positif dans les gaz et la théorie de Ritz

Par A. COTTON

École Normale supérieure. — Laboratoire de Physique

Dans l'étude que j'ai faite récemment ici même[1] de la théorie de Ritz, j'ai montré qu'on retrouve aussitôt dans cette théorie la polarisation circulaire des composantes magnétiques observées suivant les lignes de force. Mais j'ai laissé de côté la question du sens de ces vibrations circulaires. On sait que jusqu'aux recherches de Jean Becquerel, de Dufour, de Du Bois et Elias, tous les spectres étudiés présentaient des cas d'effet Zeeman *négatif* : c'est-à-dire que les vibrations circulaires ayant le sens des courants d'Ampère avaient leur fréquence augmentée par l'action du champ magnétique. Les composantes propageant ces vibrations se trouvent donc du côté du violet de la raie primitive, celles propageant des vibrations de sens inverse se trouvant de l'autre côté. C'est ce sens que faisait prévoir aussitôt la théorie élémentaire de Lorentz. Le retrouve-t-on dans la théorie de Ritz? Il est utile de se le demander avant de passer aux cas d'effet Zeeman positif dont je m'occuperai aujourd'hui.

I

Reportons-nous aux équations trouvées pour le mouvement de la particule chargée rapporté aux axes fixes Ox, Oy, Oz. Ces axes ont été choisis de manière que Oz soit dirigé suivant les lignes de force du champ H; Oy dans le sens des rayons lumineux lors de l'observation transversale; enfin, quand on amène Ox sur Oy, un observateur placé du côté des z positifs voit le mouvement s'effectuer en sens inverse du mouvement des aiguilles d'une montre. C'est dans ce sens qu'un observateur placé toujours du côté des z positifs verrait circuler les courants d'Ampère; enfin c'est dans le même sens encore que tourne dans le champ H, avec la vitesse angulaire ω, un électron négatif libre.

Dans le cas particulièrement simple du triplet pur (*loc. cit.* p. 371), les équations donnant x et y sont :

$$x = \cos n_0 t \cos \omega' t$$
$$y = \cos n_0 t \sin \omega' t$$

de sorte que la vibration est la résultante des deux vibrations :

$$(1) \qquad x = \frac{1}{2}\cos(n_0 - \omega' t)$$
$$y = -\frac{1}{2}\sin(n_0 - \omega' t)$$
$$(2) \qquad x = \frac{1}{2}\cos(n_0 + \omega' t)$$
$$y = \frac{1}{2}\sin(n_0 + \omega' t)$$

La vibration circulaire représentée par les équations (1) a le sens des courants d'Ampère, celle représentée par les équations (2) le sens inverse. On retrouve donc le signe ordinaire (négatif) du phénomène de Zeeman longitudinal si l'on suppose ω' positif, c'est-à-dire si le mouvement tourbillonnaire atomique s'effectue dans le sens des courants d'Ampère[1].

Si l'on examine de même les autres cas particuliers qui ont été envisagés, on trouve encore que la même remarque s'applique. D'une façon générale, toutes les fois que toutes les composantes à vibrations circulaires d'un sens déterminé sont d'un même côté de la raie primitive, la théorie indique quel est ce côté : *dans tous ces cas, l'effet longitudinal est négatif ou positif suivant que le mouvement tourbillonnaire a le sens des courants d'Ampère ou le sens opposé.*

Mais la théorie de Ritz, il est bon de le remarquer, fait prévoir aussi que pour certaines valeurs des constantes définissant les mouvements atomiques, il pourrait arriver que toutes les composantes polarisées circulairement de la même façon ne soient pas du même côté de la raie primitive, de sorte que la question « l'effet Zeeman est-il positif ou négatif » n'aurait plus alors de sens précis. En examinant divers cas simples, on se rend compte facilement que ce cas n'est pas exclu par la théorie[2].

1. A. Cotton, *Le Radium*, 8, 1911, 365 et 404.

1. Le signe de la charge électrique qui est la source de lumière n'intervient ici en aucune manière, comme le remarque Ritz. Cela provient de ce que l'on se trouve dans un cas où l'action directe du champ sur cette charge est nulle.

2. Par exemple, dans le cas de la raie à 8 composantes

Si pour cette remarque c'est que les observations du phénomène de Zeeman dans le sens des lignes de force sont [illegible] comme assez peu nombreuses jusqu'ici. Il y aurait donc quelque intérêt à les multiplier et à rechercher si ces cas singuliers que la théorie de Ritz a [illegible] pas *a priori* s'observeraient en réalité.

II

Je me propose maintenant d'examiner certains cas d'effet Zeeman positif qui peuvent, je crois, être rattachés d'une façon très simple aux vues théoriques de Ritz, mais dont Ritz lui-même ne s'était pas occupé. Ce que je vais dire ne s'appliquera pas à tous les cas d'effet positif et il importe de préciser de quels phénomènes il s'agit.

L'effet Zeeman positif a été trouvé, comme on sait, par Jean Becquerel, dans certaines bandes d'absorption de cristaux renfermant des terres rares. Il se présente alors avec des caractères particuliers qu'on ne retrouve pas dans l'étude des changements magnétiques des spectres des gaz. Le plus important de ces caractères est que le changement magnétique observé varie lorsque, sans changer la catégorie de vibration qu'on étudie, on change dans ce champ l'orientation du cristal. Les phénomènes observés obéissent à la symétrie réelle du milieu qui n'est plus la même que celle d'un milieu isotrope aimanté. D'autre part, les changements magnétiques sont parfois bien plus [illegible] que ceux qu'on a observés sur les gaz. Ces [illegible]

[illegible]

donner l'effet longitudinal négatif.

[illegible]

faits montrent qu'on ne doit pas chercher une explication commune pour les propriétés magneto-optiques des gaz et celles des cristaux ; je ne m'occuperai aujourd'hui que des premières, dont l'interprétation est certainement plus facile à donner, et plus particulièrement des faits que Dufour a étudiés ici même[1].

Il s'agit des spectres des fluorures, chlorures, etc., alcalino-terreux, ceux dans lesquels Dufour a trouvé précisément des bandes sensibles au champ magnétique, et plus particulièrement des bandes donnant l'effet positif, qui ont fait l'objet de mesures soignées[2].

Je rappelle d'abord les faits expérimentaux en représentant schématiquement par un simple trait une arête de ces bandes. Dans l'observation transversale (fig. 1) on observe ce fait remarquable que les

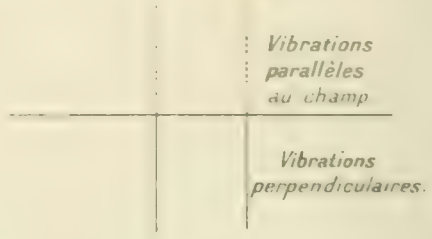


Fig. 1.

vibrations parallèles et perpendiculaires au champ donnent tous deux des doublets de même écart. Cet écart a pu être mesuré, malgré les difficultés expérimentales, plus grandes ici que dans le cas des raies étroites, à moins de 5 pour 100 près : à cette approximation il est égal à l'*écart normal*.

Dans l'observation longitudinale, si l'on partage le champ d'observation en deux plages contiguës polarisées circulairement en sens inverse, on trouve que les composantes les plus intenses se disposent dans le sens qui correspond à l'effet Zeeman positif (fig. 2).

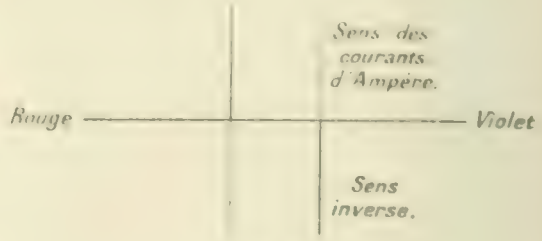


Fig. 2.

Mais en outre de doubles composantes prolongent, dans le champ de polarisation circulaire de sens opposé, les composantes les plus intenses. Elles semblent être nées exactement dans le prolongement de ces dernières. On a donc suivant les lignes de force un doublet ayant encore l'écart normal, mais la pola-

1. Dufour, *Le Radium*, 5 [illegible] 1911.
2. Dufour, [illegible] 24 [illegible] 1910 [illegible].

risation circulaire n'est plus complète : il y a des « résidus » de polarisation opposée.

Tels sont les faits observés. Il faut ajouter que les bandes en question sont renversables, que leurs arêtes obéissent comme l'a montré Fabry à des lois de distribution (formules de Deslandres) tout à fait différentes de celles des raies formant des séries, enfin que ces bandes sont caractéristiques non plus des atomes entrant dans la constitution des composés que l'on introduit dans la flamme, mais des *molécules* elles-mêmes, dans l'état où elles se trouvent dans cette flamme. Cela était établi depuis longtemps, pour les bandes dont il s'agit, par Mitscherlich : or, cela semble être un fait général. Dufour a trouvé d'autres bandes sensibles au champ et donnant l'effet positif : on est conduit à les attribuer, elles aussi, à des molécules et non à des atomes isolés. L'explication de l'effet Zeeman positif devra donc tout au moins laisser entrevoir une réponse à cette question : pourquoi l'effet Zeeman positif ne s'observe-t-il pas dans les spectres d'atomes?

Nous laisserons d'abord cette question provisoirement de côté et nous chercherons à interpréter le plus simplement possible les changements magnétiques constatés en admettant avec Ritz des mouvements atomiques : il restera ensuite à rendre compte de ces mouvements eux-mêmes.

La théorie de Ritz, sans aucune modification, en considérant encore des champs intra-atomiques où des électrons négatifs décrivent des circonférences, conduit à des cas d'effet Zeeman positif lorsqu'on admet un mouvement tourbillonnaire s'effectuant en sens inverse des courants d'Ampère : mais si on se borne aux cas simples qui ont été envisagés précédemment, on ne retrouve pas ainsi exactement tous les caractères constatés expérimentalement pour le changement magnétique, ou bien on n'obtient pas ce changement avec sa grandeur exacte. Par exemple, Ritz donne bien une explication du cas où une raie donne des doublets égaux pour les vibrations parallèles et normales au champ, mais le doublet ainsi prévu aurait un écart double de l'écart normal : l'explication ne convient pas au cas qui nous occupe.

Il y a d'ailleurs des raisons d'admettre que les spectres de bandes sont produits d'une façon toute différente que les spectres de raies. Rien ne conduit, comme dans ce dernier cas, à admettre l'intervention de champs magnétiques atomiques[1]. Les forces en jeu — Ritz lui-même l'avait pensé — peuvent être cette fois des forces électrostatiques ; les charges électriques qui, en vibrant sous l'action de ces forces, produisent la lumière, peuvent être différentes des électrons, et le rapport de la charge à la masse peut être beaucoup plus petit que pour ces derniers. Ces raisons conduisent à prendre ici la théorie de Ritz sous la forme un peu modifiée que j'ai indiquée dans mon précédent article, en l'envisageant par son côté cinématique. Des hypothèses extrêmement simples vont d'ailleurs suffire.

Supposons que les vibrations de la charge lumifère E s'effectuent dans la molécule suivant une certaine droite OE de sorte que l'on ait :

$$OE = \cos n_0 t;$$

et admettons que lorsque le champ H est créé, ces vibrations conservent la pulsation primitive n_0 — (par exemple le rapport de la charge E à la masse sera petit) — mais que la droite OE se dispose perpendiculairement à OH et tourne avec une vitesse angulaire constante ω' autour de cette droite. On voit alors aussitôt qu'on obtient dans l'observation transversale, les deux composantes de pulsations $n_0 \pm \omega'$ vibrant normalement aux lignes de force ; et dans l'observation longitudinale, les vibrations circulaires correspondantes. Si ω' est égal en valeur absolue à la moitié de la vitesse angulaire ω relative à un électron libre, mais avec le signe contraire, la disposition et la distance de ces composantes sont exactement celles qu'a données l'expérience.

Reste à expliquer que les vibrations parallèles au champ donnent aussi un doublet de même écart dans l'observation transversale. On pourrait, comme dans le cas des raies, considérer un mouvement oscillatoire : il est plus simple encore d'admettre que le mouvement de rotation, dans le cas des molécules donnant les bandes dont nous nous occupons, peut s'effectuer autour d'un axe oblique sur les lignes de force[1]. Nous avons admis tout à l'heure que la droite OE en tournant balayait un plan normal aux lignes de force : je vais supposer maintenant qu'elle tourne dans un plan P oblique par rapport à ces lignes (fig. 3). La rotation de OE s'effectue autour de la normale à ce plan : si on choisit dans ce plan une droite de référence Ov, par exemple la projection de H sur ce plan, l'angle α de OE avec Ov croît proportionnellement au temps. Nous poserons encore

$$\alpha = \omega' t.$$

On voit alors que si on projette le mouvement de E sur la direction Oz du champ, l'amplitude du mou-

1. On serait cependant conduit à l'admettre encore, au moins pour les bandes sensibles à la pression, si l'on adoptait l'explication que Hemsalech lui-même a proposée (*Astrophys. Journal*, 23, 1906, 272), du phénomène qu'il a découvert. Ce savant a cherché en effet à expliquer par l'effet Zeeman le déplacement des raies spectrales que produit un accroissement de pression. Je signale à cette occasion qu'il avait été conduit, avant Ritz et par une voie différente, à admettre des champs magnétiques intra-atomiques du même ordre de grandeur que ceux admis ensuite par Ritz : dans sa pensée, ces champs seraient produits par des électrons gravitant autour d'un centre positif, comme ceux que J. J. Thomson avait considérés.

1. Par exemple une certaine droite dans la molécule s'orienterait dans la direction du champ, et ferait un angle constant avec la droite autour de laquelle la rotation peut s'effectuer.

[illegible] vibrations propres de période périodiquement variable et la raie correspondante se dédoublera :

Si [illegible] des [illegible] par θ l'angle HOx qui mesure l'orientation du plan P sur les lignes de force, l'angle [illegible] HOk est donné par la relation

$$\cos HOk = \cos\theta \cos\gamma - \cos\theta \cos\omega t,$$

on a donc :

$$[illegible] = \cos\theta \cos\omega t / \cos\gamma.$$

On pourra

$$\frac{\cos\theta}{2} \cos(n - \omega)t \quad \frac{\cos\theta}{2} \cos(n + \omega)t$$

c'est-à-dire qu'on obtient deux composantes vibrant parallèlement au champ, de même intensité $\frac{\cos\theta}{2}$ et de pulsations $n \pm \omega'$. Ce sont bien les composantes cherchées.

Les composantes [illegible] et celles qui leur correspondent [illegible] suivant les lignes de force restent à la même place que précédemment et conservent l'écart 2ω. Mais il se trouve que du même coup on explique les *résidus*. Projetons en effet le mouvement de l'[illegible] sur un plan normal aux lignes de force. Dans ce plan qui contient les axes Ox, Oy précédemment définis, prenons d'abord des axes auxiliaires Oy' situé dans le plan P perpendiculairement à OH et Ox' perpendiculaire à Oy' [illegible]

$$[illegible] = \sin\theta \cos\omega t \cos\gamma$$

$$[illegible] = \cos\theta \sin\omega t.$$

ou bien :

$$[illegible] = \frac{\sin\theta}{2} \cos(n - \omega)t - \frac{\sin\theta}{2} \cos(n + \omega)t$$

$$[illegible] = \frac{1}{2} \sin(n - \omega)t - \frac{1}{2} \sin(n + \omega)t.$$

ce qui représente deux vibrations elliptiques, identiques [illegible] le grand axe, le rapport d'axes [illegible] et de pulsations [illegible] Chacune de ces vibrations elliptiques [illegible] l'[illegible] d'une vibration circulaire, de même sens, d'importance proportionnelle $\left(\text{amplitude } \frac{1 - \sin\theta}{2}\right)$ et d'une vibration circulaire de sens contraire $\left(\text{amplitude } \frac{1 + \sin\theta}{2}\right)$

Or, il en est de même quelle que soit la molécule considérée : quand on passe d'une molécule à une autre, l'angle θ conserve la même valeur mais le plan P est orienté autrement, de sorte que l'angle de l'axe Oy avec l'axe HOx [illegible] prend toutes les valeurs possibles.

Les composantes [illegible] à la même place que celles trouvées dans l'observation longitudinale, il est inutile de calculer les valeurs de x en faisant un changement d'axes. Cette interprétation cinématique conduit donc exactement au changement magnétique observé, avec les diverses composantes aux places voulues.

III

Quels [illegible] de l'effet Zeeman négatif ou de l'effet positif, nous avons admis, pour expliquer les faits expérimentaux, des mouvements dans les atomes ou dans les molécules. Comment le champ magnétique produit-il ces mouvements ? Telle est la question à laquelle il faudrait maintenant répondre, question que l'on ne peut songer à résoudre complètement puisque nous savons bien peu de choses sur la constitution des atomes, et *a fortiori* sur celle des molécules. A la fin de son mémoire, Ritz cherche surtout à montrer que l'hypothèse des mouvements atomiques ne soulève pas d'objections insurmontables, il indique cependant, à propos de l'origine des mouvements atomiques, une suggestion intéressante : il se demande si ces mouvements ne sont pas produits par suite de la présence, dans toutes les sources de lumière servant à produire les spectres dont nous nous sommes occupés, d'électrons libres.

Cette hypothèse de la présence d'électrons libres ne paraît pas soulever d'objection sérieuse : on admet volontiers aujourd'hui que des électrons peuvent être libérés au moment ou des réactions chimiques se produisent, comme MM. Hulsey et [illegible] les ont mis directement en évidence dans une réaction particulière. D'autre part il est tout naturel de se demander si ces électrons libres ne jouent pas un rôle dans le phénomène de Zeeman puisque les [illegible] changements magnétiques des raies présentent des relations numériques simples avec la vitesse angulaire [illegible] caractéristique des électrons libres [illegible] dans le même champ.

Je ne veux [illegible] pourrait pas [illegible] trons pourraient en tournant dans le champ magnétique [illegible]

atomes ou des molécules [1]. Je ne m'occuperai dans ce qui va suivre que des mouvements de *rotation* : les mouvements d'*oscillation* que Ritz admet aussi dans certains cas donneraient lieu à des remarques — et à des expériences — tout à fait analogues.

Parmi les électrons libres présents dans les sources utilisées, je considérerai seulement ceux dont la vitesse initiale est dirigée, au moins approximativement, normalement au champ. Les électrons décrivent dans le cas général des hélices : pour ceux que je considérerai, le pas sera très petit et je pourrai confondre la trajectoire avec une circonférence normale aux lignes de force. Je remarquerai d'abord que l'on est conduit à admettre que le rayon de cette circonférence est précisément de l'ordre de grandeur des dimensions moléculaires.

Les électrons dont nous admettons la présence dans les flammes, les étincelles ne sont pas lancés à grande vitesse comme les projectiles β des corps radioactifs : l'hypothèse la plus naturelle que l'on puisse faire est qu'ils possèdent, au moment où ils sont détachés des atomes, des vitesses initiales de l'ordre de grandeur des vitesses moléculaires elles-mêmes. Dans les gaz à haute température, ces vitesses sont de l'ordre de 10^{5} cm par seconde. Cherchons quel est le rayon de la circonférence décrite par un de ces électrons lancé normalement au champ H avec cette vitesse V. Ce rayon étant égal à $\frac{mV}{He}$, et le rapport $\frac{e}{m}$ étant $1,77 \times 10^{7}$ on voit que pour un champ d'intensité moyenne, 10000 gauss, le rayon est de l'ordre de 10^{-2} cm, c'est-à-dire de l'ordre de grandeur indiqué. Dans son mouvement de rotation un électron ainsi détaché pourra donc rester assez près d'un atome pour qu'il puisse agir sur lui en tournant rapidement tout autour. La vitesse angulaire de rotation, indépendante de la vitesse initiale, étant $\frac{eH}{m}$, le même électron dans le champ de 10000 gauss fait un tour en un temps inférieur à 10^{-10} seconde : ce temps est encore très grand, il est bon de le noter, vis-à-vis des périodes vibratoires de la lumière.

A proximité de cet électron se trouve la partie mobile M de l'atome ou de la molécule, qui sera par exemple, dans le cas des spectres de séries, ce que Ritz appelle le « porteur d'une série spectrale ». Cet objet mobile sera supposé, lui aussi, chargé d'électricité, on pourra lui supposer une constitution plus ou moins compliquée, il pourra renfermer outre les charges luminifères proprement dites, vibrant avec les fréquences des rayons lumineux, d'autres charges fixes. Mais j'admettrai pour simplifier que les actions électrostatiques que subit (ou qu'exerce) tout cet ensemble M sont les mêmes que si M portait une charge unique concentrée en un point situé en dehors de l'axe autour duquel M peut tourner. Le signe de cette charge n'aura pas besoin d'être précisé; quant à sa grandeur j'admettrai seulement que le rapport de la charge à la masse de M est notablement plus petit que pour un électron, de sorte que l'action directe du champ magnétique sur M sera négligeable.

L'électron voisin e subit au contraire l'action du champ. A vrai dire, cet électron n'est plus entièrement libre puisqu'il est voisin de l'atome. Mais je supposerai que malgré les actions mutuelles qui en résultent l'électron conserve, sans altération sensible, le même mouvement qu'un électron entièrement libre. Cette hypothèse est difficile à justifier rigoureusement, on comprend toutefois qu'il est permis de la faire si l'action du champ sur l'électron, qui dépend de la vitesse, est grande vis-à-vis de l'action électrostatique que M exerce sur e, laquelle dépend des valeurs des deux charges et du carré de la distance qui les sépare. C'est ce que je supposerai. L'électron moteur e pourra donc être considéré comme une charge statique qui tourne autour d'un centre O′ avec une vitesse angulaire invariable ω, et on pourra dès lors faire abstraction du champ magnétique.

Lorsqu'une charge e décrit une circonférence d'un mouvement uniforme il existe en un point O du plan du cercle un champ électrostatique tournant. Ce champ ne garde pas, en tournant, une intensité constante, sauf dans le cas très particulier où O coïncide avec O′. L'extrémité du vecteur représentant à chaque instant le champ en O décrit une courbe fermée symétrique par rapport à OO′ ; cette courbe est du sixième degré [1], il n'est pas nécessaire de l'étudier. Mais il est utile, en revanche, de savoir quel est le sens de rotation de ce champ tournant. On le trouve aussitôt en examinant plusieurs positions successives de e et figurant dans chaque cas le vecteur représentant le champ. La figure 4 montre que si le point O est à l'intérieur du cercle décrit par e le sens de rotation du champ tournant est toujours le sens du mouvement de e. Si au contraire O est à l'extérieur du

1. Ritz ne se place qu'un instant sur ce terrain, puis s'en sort il est vrai. Il me paraît difficile d'indiquer comment. D'après lui, ces électrons libres produiraient le mouvement tourbillonnaire, de vitesse angulaire ω, dont il a admis l'existence pour rendre compte de la phrase suivante : « Der der Stoss eines Elektrons seit ein Moleekul im recht schwierigen Begriff ist, wird man wohl lesser von elektromagnetischen Impulsen bei Ausbrüchen, einer Bewegung, reden, dann ist hier die Entgegenbewegung von den freien Elektronen auf die Molekülde die Ladung derselben und die Verteilung dieser Ladung massgebend » (*Ann. chim.*, p. 694 ou *Œuvres complètes*, Gauthier-Villars, p. 17).

1. Le champ créé en O par e étant égal à $\frac{k}{Oe^2}$, où k est une constante, on a immédiatement l'équation de la courbe en coordonnées polaires. L'angle variable de OO′ et de Oe étant désigné par φ, OO′ par d et le rayon du cercle par r, cette équation est

$$(d^2 \cos^2\varphi + \sin^2\varphi)\left(r^2 - d^2 - \frac{k}{r^2}\right)^2$$

cercle décrit par [illegible] fig. 5 : l'inverse a lieu, le champ tourne en sens inverse du mouvement de [illegible].

Or, un champ tournant dont l'intensité soit pen-

Fig. 5.

dant la rotation peut produire des mouvements de rotation, comme les champs tournants d'intensité constante que l'on étudie d'habitude. Considérons

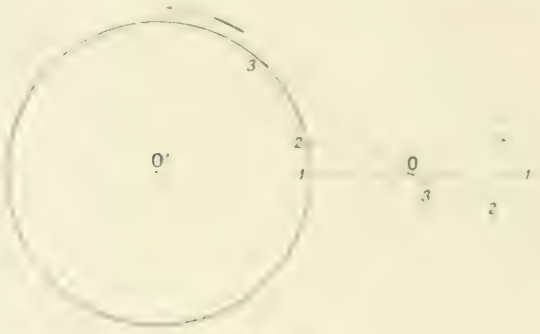


Fig. 6.

l'objet matériel représenté par le point électrisé M, et qui peut tourner autour du point O. On prévoit [illegible] que si la charge [illegible] se met à tourner, [illegible] M pourra être entraîné par le champ tournant. Le calcul de ce mouvement serait possible ; mais il n'est pas nécessaire de le faire, d'étudier la période variable, de chercher pendant le régime permanent les variations de la vitesse de M pendant un tour, etc.... Il est évident, en effet, qu'un régime permanent [illegible] pour le [illegible] de M par [illegible] que d'autre part on pourra considérer, si l'inertie de M est assez grande, le mouvement de M comme [illegible] [illegible] dans le cas [illegible] possible des [illegible] que suppose Ritz.

Pour [illegible] (et en [illegible]) si [illegible] de [illegible] de M [illegible] O, M [illegible] [illegible]

expériences où j'ai observé effectivement des mouvements de rotation produits par de tels champs tournants d'intensité non uniforme. On pourrait faire tourner une charge électrique *e* autour de O', et rendre mobile, autour de O un corps chargé M : mais l'expérience est plus facile à faire si l'on remplace ces charges par des pôles d'aimant qui jouent ici le même rôle. Elle est alors très facile à monter : Sur un disque horizontal muni d'une poulie, on fixe excentriquement une longue tige d'acier verticale pseudobiement aimantée (fig. 6).

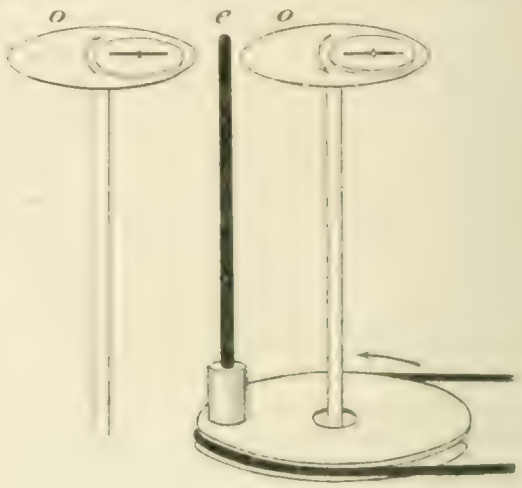


Fig. 6.

Lorsqu'un moteur fait tourner le disque, le pôle supérieur de cette tige décrit un cercle horizontal d'un mouvement uniforme : c'est ce pôle qui représente la charge *e* de tout à l'heure. Dans le voisinage du plan de ce cercle, on place une boussole[1] formée d'une barrette d'acier (par exemple, longueur 10 cm, section carrée de 2 mm de côté) munie d'une chape et reposant sur un pivot porté par une plate-forme horizontale fixe dont le support passe au centre du disque tournant.

On fait tourner le moteur, et on donne à la boussole, dans le sens voulu, une impulsion suffisante. Elle continue alors à tourner tant que le moteur garde sa vitesse et on vérifie qu'elle tourne dans le sens prévu (dans le sens de *e* si la boussole est placée à l'intérieur du cercle décrit par *e*, en sens contraire à l'extérieur. Si on lance la boussole au rebours, l'entraînement n'a plus lieu. Si on l'a provoqué au contraire, on peut faire varier dans de larges limites la vitesse du moteur : la boussole change de sens lorsque la vitesse [illegible] [illegible] Mais ces variations de vitesse du moteur ne doivent

[1] [illegible]

pas se faire d'une façon par trop brusque, sinon on aurait l'équivalent du « décrochage » d'un moteur synchrone, et il faudrait à nouveau lancer l'aiguille pour retrouver le régime permanent. Dans les essais que j'ai faits, les nombres de tours de l'aiguille et du disque ont été trouvés les mêmes, et les variations de vitesse de l'aiguille pendant un tour, qui doivent certainement exister, n'apparaissaient pas au simple examen.

On peut donner à l'expérience une forme peu différente. L'objet M à entraîner est une grosse aiguille à coudre, longue d'au moins 6 cm par exemple, aimantée elle aussi, dont l'extrémité supérieure est suspendue au bas d'une autre tige aimantée qui sert seulement de support[1]. Cette aiguille peut ainsi osciller à la façon d'un pendule conique; son extrémité inférieure représente la charge mobile précédemment envisagée (fig. 7).

Cette fois il n'est plus nécessaire de donner à l'objet mobile une impulsion initiale. Si on accroît

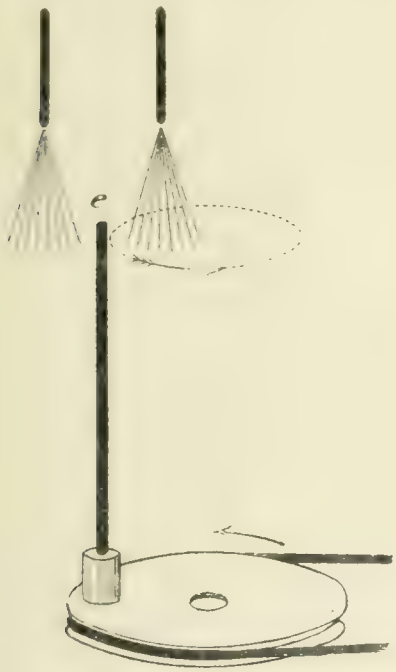


Fig. 7.

progressivement la vitesse du moteur, on voit bientôt après une période initiale troublée où les oscillations propres de l'aiguille interviennent, s'établir un mouvement de régime régulier pendant lequel l'aiguille balaie un cône de révolution d'ouverture plus ou moins grande. Cette ouverture est très grande lorsque la durée d'un tour de e est voisine de la durée d'oscillation de l'aiguille suspendue : l'objet à entraîner a, en effet, cette fois une période propre, un amortissement relativement faible, et on a affaire à un mouvement synchronisé très net et très régulier au voisinage de l'accord des périodes. Si l'on s'écarte notablement de cet accord, la superposition des oscillations propres de l'aiguille au mouvement d'entraînement vient compliquer les choses, les cônes décrits ne sont plus de révolution et l'extrémité de l'aiguille décrit des courbes qui peuvent présenter plusieurs boucles. Cependant, dans tous les cas, lorsque l'entretien est obtenu, on trouve invariablement que l'extrémité M de l'aiguille tourne toujours dans le sens de e si on l'a placée à l'intérieur du cercle que e parcourt, et en sens inverse si elle est en dehors. Ici encore, si on lance à la main l'aiguille dans le sens opposé à celui qu'elle avait, l'amplitude décroît rapidement; puis, après une courte période troublée, le mouvement de régime reprend et l'aiguille indique à nouveau le sens de rotation du champ.

Le calcul de l'expérience, sous cette forme, serait plus compliqué puisque le système mobile soumis cette fois à une force supplémentaire (la pesanteur) possède une période propre et que la trajectoire n'est plus imposée. Mais les remarques générales sur les mouvements synchronisés, qui sont sans doute applicables encore ici, permettent de prévoir qu'en augmentant l'amortissement des oscillations propres de l'aiguille, on observerait l'entretien pour des vitesses quelconques du moteur. Cette condition devrait être remplie pour que l'expérience sous cette forme donne comme précédemment une image de l'entraînement d'un objet matériel, par un électron tournant avec une vitesse proportionnelle au champ.

Cette image est sans doute très grossière et imparfaite. Aussi je pense qu'il est inutile de chercher à disposer de même des systèmes matériels, de façon qu'ils effectuent précisément les mouvements nécessaires pour l'explication des cas les plus importants du phénomène de Zeeman. Leur réalisation ne présenterait aucune difficulté. Par exemple, dans les cas où le mobile M doit tourner avec une vitesse angulaire deux fois plus faible que celle des électrons, on remplacerait la boussole ou l'aiguille suspendue par un ensemble rigide convenablement disposé de deux aiguilles solidaires. Il serait facile de même de faire tourner le mobile autour d'un axe incliné sur l'axe de la poulie, de réaliser des mouvements d'oscillations, etc...

Mais je crois qu'il est préférable de se borner à l'expérience décrite. Elle suffit pour qu'on puisse entrevoir une réponse à une question qui a été réservée, celle du sens inverse de l'effet Zeeman longitu-

1. Je signale en passant ce mode de suspension qui peut être utile pour le montage de divers appareils. On peut ainsi suspendre successivement à un même support fixe des appareils divers qui se trouvent aussi d'ailleurs en place et peuvent tourner librement autour de la verticale. Les résultats peuvent ainsi être publiés sans le déboulonnage ou le cassage [illegible] et d'après le poids de l'équipage à suspendre [illegible] tournant suspendu [illegible] tournant 5.

[illegible] Si les électrons moteurs se tournent autour des atomes, le sens de la rotation sera toujours celui des courants d'Ampère. L'effet Zeeman pour les spectres d'atomes sera négatif. S'il s'agit au contraire de spectres de molécules, rien n'empêche d'admettre qu'un électron tournant autour d'un atome agisse sur la partie mobile d'un autre atome de la même molécule et la fasse tourner en sens inverse du sens habituel. L'effet Zeeman longitudinal pourra alors être positif. Il pourra être nul si les électrons moteurs font défaut, ou sont trop éloignés : on s'explique ainsi que beaucoup de bandes soient insensibles au champ magnétique.

Sans doute, ces tentatives pour rendre compte des mouvements atomiques qu'exige la théorie de Ritz paraîtront à beaucoup d'esprits peu utiles, parce que les raisonnements ne peuvent être rigoureux, parce qu'on cherche à créer des modèles d'objets que nous ne connaissons presque pas, et qu'on peut alors compliquer au gré de sa fantaisie. Ces essais répondent cependant au besoin naturel que l'on a de se faire une idée plus concrète de la constitution des atomes ou des molécules. Il ne faut pas être surpris que l'image qu'on s'en fait aille en se compliquant à mesure que le nombre des phénomènes à expliquer augmente lui-même : Les molécules apparaissaient autrefois aux physiciens comme des sphères rigides; on y a vu ensuite des objets encore solides, mais ayant une symétrie moins élevée; puis les atomes ont apparu comme des sortes de systèmes solaires en miniature : rien n'empêche d'admettre maintenant que dans ces systèmes il y ait diverses parties qui ne se meuvent pas nécessairement toutes à la fois.

La théorie de Ritz proprement dite est indépendante de ces tentatives : On peut admettre *a priori* les mouvements atomiques nécessaires sans chercher à les expliquer : dans les autres théories on fait des hypothèses tout aussi gratuites, qui paraissent parfois moins arbitraires, mais seulement parce qu'elles sont moins apparentes.

Il n'est pas nécessaire d'ailleurs qu'une théorie explique tous les faits, d'une façon complète, pour qu'elle rende des services. Il est bon de rappeler que la théorie élémentaire de H.-A. Lorentz lui a permis de prévoir ce fait, d'importance capitale, de la polarisation des composantes magnétiques? Lorentz, qui a toujours examiné ces questions avec une entière impartialité, est loin de rejeter *à priori* des conceptions comme celles de Ritz, bien au contraire. Il disait lui-même, en 1906, dans ses conférences à New-York : « Quand on considère que toutes les raies d'une série subissent le même changement magnétique, il est difficile de s'empêcher de penser que tous les modes fondamentaux de vibrations appartenant à la série, se combinent d'une manière ou d'une autre, avec un ou plusieurs phénomènes périodiques produits par le champ magnétique. » Dès cette époque, il cherchait lui aussi à expliquer l'effet Zeeman par un mouvement de rotation provoqué par le champ magnétique[1].

Dans le *Rapport sur la théorie des phénomènes magnéto-optiques récemment découverts* que H. A. Lorentz a présenté au Congrès de Physique de 1900[2], ce savant rappelait déjà la tentative faite par Henri Becquerel d'expliquer par un même mécanisme tourbillonnaire à la fois la polarisation rotatoire magnétique et l'effet Zeeman, et il ajoutait : « Peut-être une théorie de cette nature finira-t-elle par remplacer toutes les autres ». Je ne prétends pas que c'est à la théorie de Ritz qu'est réservé ce bel avenir, ni même qu'elle rende compte actuellement d'une façon complète de tous les faits connus; mais j'espère avoir montré qu'elle en embrasse un nombre suffisamment grand, et qu'elle se montre assez suggestive, pour s'imposer à l'attention.

[illegible]

[illegible]

Remarques sur la théorie de Ritz du phénomène de Zeeman

Par R. FORTRAT

[illegible]

[illegible] d'utiliser les formules complètes données par Ritz comme quelques équations de Lagrange que nous [illegible] indépendantes pour montrer clairement le rôle du champ magnétique. Ainsi, on peut [illegible] sur le résultat de Fréchet. Les résultats de Lo-

étaient nécessaires : pour une première lecture, ou pour un enseignement, il est peut-être préférable d'avoir une méthode plus intuitive.

Je supposerai qu'on a lu le premier article écrit par M. Cotton[1] sur cette théorie. Je prendrai ici les mêmes notations.

Un électron lancé dans un champ magnétique uniforme H perpendiculairement à lui, prend un mouvement circulaire de pulsation (ou vitesse angulaire) égale à

$$n = \frac{eH}{m}$$

et indépendante de la vitesse initiale V qui influe seulement sur l'amplitude du mouvement. Celle-ci, égale au rayon de courbure, vaut

$$A = \frac{V}{n} \qquad (1)$$

Ceci posé, considérons quelques cas particuliers de complication croissante, du mouvement de l'atome.

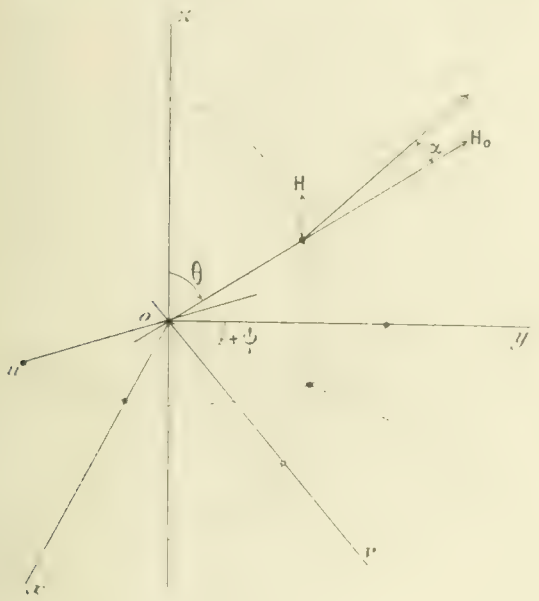


Fig. 1.

I). Imaginons θ nul. L'atome est immobile dans le système d'axes fixes $oxyz$; oz coïncide avec la direction H_0 du champ atomique. La pulsation de l'électron dans le système $oxyz$ vaut

$$n = \frac{eH}{m}.$$

Le système d'axes $ouvH_0$ a un mouvement de rotation absolument quelconque autour de oH_0 ; imaginons par exemple ce mouvement uniforme et de vitesse angulaire Ω ; la pulsation de l'électron dans le système $ouvH_0$ ne vaut plus que

$$n = \Omega.$$

[1] A. Cotton, *Le Radium*, 8, 1911, 365.

II). Imaginons que θ ait une valeur constante non nulle.

Si l'atome est immobile, nous aurons la pulsation nouvelle de l'électron dans le système $ouvH_0$, en ajoutant à H_0 dans l'expression de n, la valeur de la composante de H suivant oH_0, soit $H\cos\theta$, et l'on a

$$n = \frac{eH}{m} + \frac{eH\cos\theta}{m}$$

Si θ varie de façon linéaire, $\frac{d\theta}{dt}$ étant constant, nous devrons, pour avoir la pulsation, retrancher de cette expression de n, la vitesse angulaire Ω de rotation du système d'axes $ouvH_0$ autour de H_0, par rapport à l'atome ; celle-ci est analogue à la vitesse de rotation de la terre autour de la verticale d'un lieu de colatitude θ par rapport au plan d'oscillation d'un pendule (pendule de Foucault) et vaut

$$\Omega = \frac{d\theta}{dt}\cos\theta$$

donc

$$n = \frac{eH}{m} + \frac{eH\cos\theta}{m} - \frac{d\theta}{dt}\cos\theta. \qquad (2)$$

L'amplitude, donnée par l'équation (1), est constante et on a :

$$u = A\cos n(t - t_0),$$
$$v = A\sin n(t - t_0).$$

III). Si θ et $\frac{d\theta}{dt}$ varient, il n'y a plus de fréquence à proprement parler de l'électron, mais on peut seulement déterminer la vitesse angulaire à chaque instant ; si on admet que l'électron a, par rapport à l'atome, un mouvement indépendant du mouvement propre de l'atome, n est donné par (2) et l'amplitude, déduite de l'équation (1) vaut à chaque instant :

$$A = \frac{V}{\frac{eH}{m} + \frac{eH}{m}\cos\theta - \frac{d\theta}{dt}\cos\theta}.$$

Posons

$$\Theta = \int_{t_0}^{t} n\,dt$$

autrement dit, désignons par $\frac{\Theta}{t - t_0}$ la valeur moyenne de

$$\frac{eH_0}{m} + \frac{eH}{m}\cos\theta - \frac{d\theta}{dt}\cos\theta$$

il vient

$$u = \frac{V\cos\Theta}{\frac{eH}{m} + \frac{eH\cos\theta}{m} - \frac{d\theta}{dt}\cos\theta}$$

$$v = \frac{V\sin\Theta}{\frac{eH}{m} + \frac{eH\cos\theta}{m} - \frac{d\theta}{dt}\cos\theta}$$

ou sensiblement

$$u = \frac{V\cos\Theta}{n} \qquad v = \frac{V\sin\Theta}{n_1}.$$

Approximations. — Il est bon d'indiquer quelles approximations nous avons faites : toutes d'ailleurs sont très justifiées par Ritz.

1° $\frac{e}{m}$ H étant constants, nous avons supposé que l'électron continuait à se mouvoir comme si le champ résultant était égal à la direction H : en réalité il faut [illegible] la [illegible], et nous aurions dû remplacer H par H [illegible]. L'approximation faite revient à négliger $\left(\frac{H}{H}\right)^2$ [illegible] 10^{-7}, à côté de 1.

2° Le mouvement de rotation de vitesse angulaire $\frac{d\zeta}{dt}$ faisant monter l'électron dans le champ H introduit une force supplémentaire que nous avons négligée. Les autres vaudront de $\frac{d\eta}{dt}$ quand ζ varie. Elles sont de l'ordre de grandeur de $H\frac{d\zeta}{dt}$ et $H\frac{d\eta}{dt}$. Comme par hypothèse $\frac{d\zeta}{dt}$ et $\frac{d\eta}{dt}$ sont, par rapport à n, du même ordre de grandeur que H par rapport à H, $H\frac{d\zeta}{dt}$ et $H\frac{d\eta}{dt}$ sont négligeables à côté de Hn, ordre de grandeur de la force qui produit la vibration caractéristique de l'électron.

3° Nous avons admis que le mouvement de l'électron n'est pas influencé par celui de l'atome. Ceci revient à introduire des forces supplémentaires de l'ordre de grandeur de

$$\left(\frac{d\zeta}{dt}\right)^2 \left(\frac{d\eta}{dt}\right)^2 \cdot \frac{d\zeta}{dt}\frac{d\eta}{dt} \cdot \frac{d^2\zeta}{dt^2} \text{ et } \frac{d^2\eta}{dt^2}$$

[illegible] du même ordre de grandeur que $\left(\frac{H}{H}\right)^2$ par rapport à $\frac{d^2u}{dt^2}$ et $\frac{d^2v}{dt^2}$ et par conséquent négligeables par rapport aux forces qui produisent le mouvement dans le système *ouvert* H.

Or, la constance des pulsations de l'électron force à admettre qu'il est soumis, de la part de l'atome, à certaines liaisons qui le maintiennent dans une position à peu près fixe par rapport aux aimants élémentaires. Mais ces liaisons correspondent à des actions très faibles, puisqu'elles n'apparaissent pas à côté de H_0 et de $\frac{e}{m}$ dans l'expression de la pulsation propre dans les raies sériées ; nous leur ajouterons les forces supplémentaires également très faibles que nous devons introduire : ceci revient à admettre que les réactions de l'atome sur l'électron dépendent du mouvement de l'atome, mais restent trop faibles pour intervenir de façon appréciable dans l'expression de la pulsation de l'électron.

Origine du mouvement de l'atome. — Dans la théorie de Ritz, il ne reste qu'un point obscur : l'origine de ce mouvement de l'atome. Ritz pense que l'on pourrait y voir un entraînement de l'atome par les électrons libres. Je crois intéressant de remarquer que l'analogie est grande avec le mouvement du bâti auquel est fixé un gyroscope. Le gyroscope serait formé par les électrons qui tournent avec une vitesse angulaire énorme, et le couple qui produit le mouvement serait dû à l'action du champ extérieur H sur la chaîne des aimants élémentaires.

Malheureusement le calcul complet paraît très difficile, car un même atome contient différents groupes de chaînes de bâtonnets magnétiques et d'électrons, correspondant aux différentes raies qu'il émet. Dans le cas simple où il n'y a pas de nutation, [illegible] constant, on peut vérifier qu'il y a bien proportionnalité entre H et ω'.

Moscou, [illegible] le 15 [illegible] 1911.

Sur la constante de temps du polonium

Par Erich REGENER

(Université de Berlin. — Laboratoire de Physique.)

J'ai fait connaître il y a quelque temps[1] le résultat de numérations faites sur les rayons α du polonium. [illegible] les oscillations produites par les rayons α sur les [illegible] d'un [illegible] de Wilson. Ces [illegible] jointes à la mesure de la charge des particules α [illegible] permettaient d'obtenir la valeur de la charge d'un [illegible] et par suite d'obtenir [illegible] la charge électrique élémentaire. Comme on avait en vue le maximum de précision, il avait fallu compter un grand nombre de oscillations (16 500), [illegible] les oscillations [illegible] de la radioactivité conduisent à une erreur probable très grande. Les [illegible] et les mesures dans le vide avaient pour [illegible] de prolonger pendant un temps assez long pour que la désintégration du polonium fût considérable. A l'aide des numérations, la constante de temps

du polonium a été trouvée égale à $\lambda = 0{,}00555$ en employant le jour comme unité de temps. La période de vie T du polonium est donc 129,5 jours.

Cette valeur de la période du polonium est inférieure à celle qui est donnée dans la littérature. A vrai dire, celle-ci ne donne pas de nombres en accord parfait. C'est ainsi que Mme Curie, dans son Traité de Radioactivité, donne un résumé des nombres des différents auteurs où l'on trouve des valeurs allant de 134,5 à 145 jours.

Il est connu depuis longtemps qu'on obtient difficilement avec les rayons α un courant de saturation parfait. Cette circonstance complique beaucoup la mesure précise des constantes de temps, lorsqu'on ne peut déterminer l'ionisation que par les rayons α, comme c'est le cas avec le polonium.

Les mesures qui suivent ont eu pour objet de déterminer d'abord *dans quel sens* les valeurs numériques de la constante de temps sont influencées par cette cause d'erreur. En second lieu, on a cherché aussi à trouver avec quelque précision la constante de temps du polonium.

A cet effet, j'ai mesuré pour une préparation de polonium le courant de saturation à intervalles de temps déterminés et sous des champs différents. Le résultat a été que le défaut de saturation donne une période trop grande. La valeur la plus probable de la période du polonium est 136 jours.

Le polonium provenait de la Chininfabrik Buchler et Co (Braunschweig), il était déposé sur un disque de cuivre de 1,2 cm de diamètre. Pendant les mesures de saturation, la préparation était exempte de rayons β, elle ne contenait donc ni RaD ni RaE. L'intensité de la préparation était telle que les mesures de saturation pouvaient se faire sur galvanomètre. Le galvanomètre, du type Deprez, construit par Siemens et Halske, avait 10 000 ohms de résistance totale et une sensibilité d'environ $1{,}8.10^{-10}$ ampère à 4,5 m de distance.

Le condensateur utilisé pour la mesure de l'ionisation avait la forme indiquée sur la fig. 1. Dans la boîte cylindrique de laiton AA (de 19,5 cm de diamètre) sont fixées par des isolements à l'ambre les électrodes C et D, réunies à la batterie de charge ou au galvanomètre. L'électrode C est hémisphérique[1], l'électrode D est constituée par le disque à polonium dont on veut mesurer le rayonnement α par la méthode d'ionisation[2]. Pour les rayons α du polonium, le diamètre utilisé est largement suffisant ; l'appareil est destiné à servir également pour des rayons α à parcours plus long.

Les courbes de saturation sont différentes selon qu'on relie l'électrode hémisphérique au galvanomètre ou à la batterie. La fig. 2 fait voir les deux cas (courbe I électrode à la batterie, courbe II électrode au galvanomètre). Les abscisses sont les voltages lus

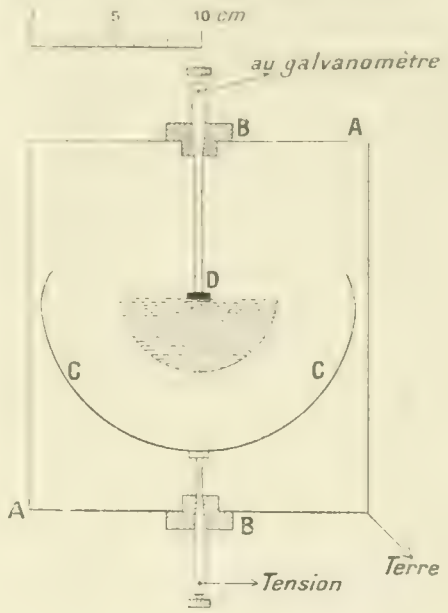


Fig. 1.

sur un électromètre de Braun[1], les ordonnées sont les courants en 10^{-10} ampère. Chaque valeur est la moyenne de lectures croisées avec inversion du champ.

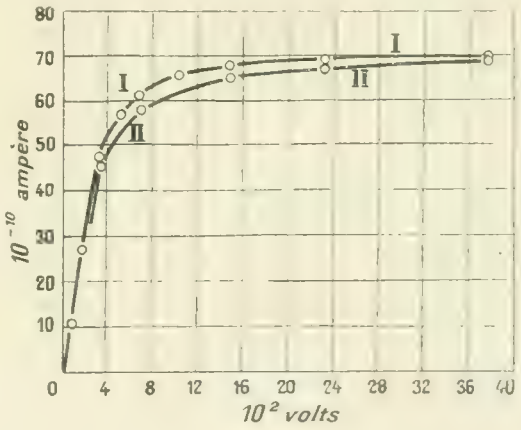


Fig. 2.

La figure 2 fait voir que le dernier montage (électrode hémisphérique à la batterie) est le plus favorable pour l'allure des courbes de saturation. C'est celui qu'on a employé pour la détermination des constantes de temps. Pour expliquer les écarts des deux courbes on a fait des expériences spéciales avec des condensateurs de formes particulières. Il en sera rendu compte prochainement.

1. E. Meyer et E. Regener, *Ann. d. Phys.* 25 (1908) 757.
2. Les conditions requises à cet effet seront décrites dans la communication suivante.

1. Au-dessous de 750 volts on s'est servi d'un voltmètre Siemens et Halske.

La figure 5 représente de la même manière que la figure 2 les courants de saturation du polonium à 4 époques comprises entre le 24-II-1910 et le 7-I-1911. Les valeurs du courant aux hautes tensions sont des moyennes de 10 mesures chacune avec inversions successives du champ. A chaque série de mesures on étalonnait le galvanomètre. Les observations isolées ont un peu diminué dans le temps, de sorte que la diminution d'activité du polonium se fait déjà un peu sentir. Les points marqués sur les courbes ont été rapportés à chaque fois à 6 heures de l'après-midi, correction qui pouvait se faire avec une connaissance approchée de la constante de temps.

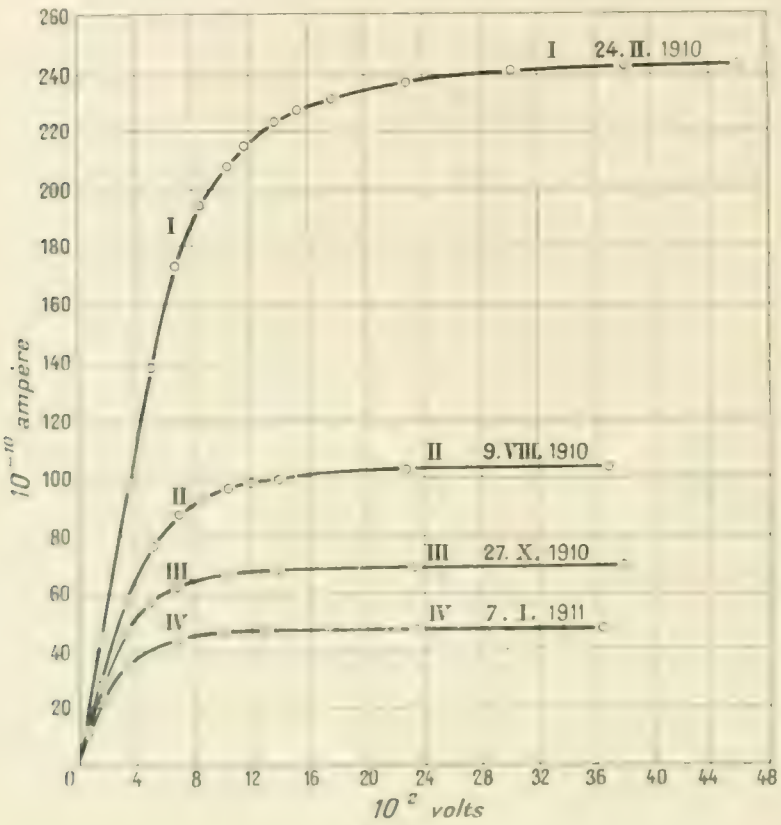


Fig. 5.

Les courbes de la figure 5 ont permis de calculer une série de valeurs de la période. On a pris dans chaque couple les valeurs 60 correspondantes aux voltages 5600, 2400 et 1200 volts, ces valeurs sont les moyennes des valeurs 1 et 2, 2 et 3, 3 et 4 pour le calcul de T. De la sorte il était possible de voir l'influence du défaut variable de saturation sur la constante de temps. Le tableau I résume les résultats.

Tableau I

Voltage	T en 10⁻⁶ secondes		
	I et II	II et III	III et IV
1200	[illegible]	[illegible]	[illegible]
2400	[illegible]	[illegible]	[illegible]
5600	[illegible]	[illegible]	[illegible]

Comme on voit, dans les trois dernières colonnes, les valeurs de la période décroissent quand le voltage augmente, en d'autres termes, la période est d'autant plus courte que la saturation est meilleure. Dans la dernière colonne la valeur correspondant à 2400 volts est à vrai dire un peu plus faible que celle qui correspond à 5600, mais l'écart est de l'ordre des erreurs d'expérience plus grandes dans cette série que dans les autres, à cause du voisinage dans le temps des courbes III et IV, ainsi que de la grande réduction des courants mesurés. La valeur de T pour 1200 volts dans la 4 colonne n'est pas notablement plus grande que les deux autres, de sorte que cette série a bien la même allure que les autres.

La cause qui fait que le défaut de saturation entraine pour la période des valeurs trop grandes est facile à voir, surtout par l'inspection des courbes de la figure 5. Les courants intenses mesurés d'abord (courbe I) sont trop petits si la saturation n'est pas complète; les courants plus faibles mesurés plus tard sous le même voltage sont relativement mieux saturés, on trouve donc en apparence une chute de courant trop petite, c'est-à-dire une période trop longue. Les lignes horizontales du tableau I montrent une diminution de la période, aux erreurs d'expériences près. Ceci signifie qu'avec l'affaiblissement de la préparation, la saturation, toutes choses égales d'ailleurs, devient plus facile. Ce phénomène est naturellement le moins marqué aux basses tensions (1200 volts), où même les courbes III et IV conduisent encore à une valeur nettement trop faible. Mais même sous 5600 volts on peut encore apercevoir la diminution de T, car les erreurs d'expériences sont petites. Ceci montre que la tension la plus élevée utilisée ici, soit 5600 volts, est tout juste suffisante pour assurer une saturation [illegible].

Les valeurs les plus petites du tableau I sont, d'après ce qui précède, les valeurs les plus probables

[illegible]

de 1. Le nombre 156 jours paraît exact à 1/2 pour près. La valeur correspondante de $\lambda = 0,005096$ rapportée au jour.

Les mesures précédentes ont été effectuées au λ-dynamomètre et avec une préparation de polonium très active. Généralement on emploie des préparations faibles et l'électromètre. On pourrait penser qu'avec cette méthode l'erreur due au défaut de saturation est moindre, la saturation étant meilleure avec une ionisation faible. Mais les quelques expériences que j'ai effectuées avec l'électromètre et des préparations faibles montrent au contraire qu'il n'en est rien le plus souvent. Il faut ici encore tenir plus de compte qu'on ne l'a fait jusqu'ici de l'erreur due au défaut de saturation. Dans les mesures précises, il conviendra de tracer chaque fois au moins les parties supérieures des courbes de saturation pour pouvoir juger, comme nous venons de le faire avec le polonium, de l'influence exercée sur la période apparente par le manque de saturation.

Manuscrit reçu le 6 novembre 1911.

Traduit par J. Bloch.

Influence de la forme du condensateur sur l'allure de la courbe de saturation obtenue avec les rayons α

Par Erich REGENER

Université de Berlin — Laboratoire de Physique

On sait depuis longtemps combien il est difficile d'obtenir le *courant de saturation* avec les rayons α. Dans des champs qui permettent de mesurer correctement l'ionisation due aux rayons β ou γ, on obtient encore avec des rayons α de même intensité un accroissement du courant avec le voltage.

Bragg et Kleeman ont, comme on sait, discuté ce phénomène, et le rapportent à ce qu'ils nomment « recombinaison initiale ». M. Moulin[1] a fait récemment, sur les indications de M. Langevin, des expériences qui amènent à concevoir d'une autre manière la recombinaison initiale. Il a montré, en effet, que la courbe de saturation caractéristique des rayons α ne s'obtient que lorsque ceux-ci se meuvent parallèlement aux lignes de force électriques; la courbe anormale devient de plus en plus normale à mesure que la direction d'émission des rayons α se rapproche de la direction perpendiculaire au champ. Il s'ensuit que la recombinaison initiale n'appartient pas en propre aux ions des rayons α, mais qu'elle constitue pour ainsi dire un phénomène local. Il est dû à ce que les ions très nombreux produits par les rayons α sont au moment de leur production concentrés le long de lignes de grande densité, savoir le long des trajectoires des rayons. Si la direction du champ électrique est parallèle à ces files d'ions, les ions passent à côté les uns des autres et leurs chances de recombinaison sont très grandes même dans un champ intense; de là, la difficulté de la saturation. Quand le champ est transversal, les files d'ions sont immédiatement disloquées, la recombinaison devient normale et la courbe de saturation également. Le premier effet, savoir le manque de saturation, est d'autant plus marqué que la densité est plus grande sur une file d'ions. Tant que les files d'ions ne s'influencent pas mutuellement (rayons bien parallèles et ne se coupant pas), l'effet dont il s'agit doit être indépendant du nombre des files, c'est-à-dire du nombre des rayons α et par suite de l'intensité d'ionisation que l'on mesure.

La mauvaise courbe de saturation que donnent les rayons α est un gros inconvénient dans la comparaison de l'activité des corps radioactifs faite au moyen des rayons α. Les constantes de temps déterminées de cette façon peuvent facilement, comme je l'ai montré récemment, être trop petites, car il y a prépondérance des courants faibles (mesurés plus tard) par suite d'une meilleure saturation.

Ceci m'a conduit à essayer les différentes formes de condensateurs au point de vue de leur plus ou moins grande aptitude à donner la saturation avec les rayons α. Je suis parti de l'idée suggérée par les résultats de M. Moulin que le condensateur le plus favorable doit être celui où le trajet des rayons se rapproche le plus de la normale au champ. Les mesures ont confirmé cette prévision.

J'ai utilisé les condensateurs de la fig. 1 (I-IV)[1]. Dans la boîte de laiton *aa* se trouvent les électrodes *bc* portées par les morceaux d'ambre *dd*. Les électrodes *bc* sont interchangeables avec celles de la fig. 1 (II-IV). La préparation de polonium P était un disque de cuivre de 15 mm. de diamètre et 2,5 mm. d'épaisseur, recouvert de polonium sur sa face plane[2]. Le voltage

1. M. Moulin, *Le Radium*, 5, 1908, 156; *C. R.*, 148, 1909, 1757; *Le Radium*, 7, 1910, 550.

1. Voir aussi fig. 3.

2. [illegible]

[illegible] près à une batterie d'accumulateurs, on se servait d'un galvanomètre de type Deprez, modèle Siemens [illegible] de $1.6 \cdot 10^{-10}$ ampère à [illegible] cm. de distance.

La [illegible] d'une source par les rayons α est marqué [illegible] sur la fig. 1 (I-IV). On voit qu'on utilise,

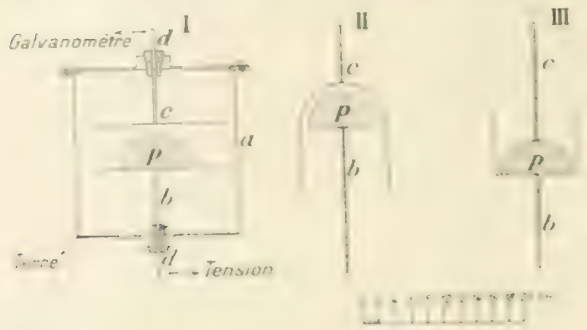


Fig. 1.

pour la mesure, l'ionisation totale produite dans une demi-sphère par les rayons α du polonium (parcours 5.85 cm.). On a laissé encore suffisamment de jeu aux variations possibles du parcours sous l'action de la température et de la pression. On a pris un soin spécial à ce que toutes les lignes de force issues de l'électrode chargée et traversant l'espace utile se rendent à l'électrode jointe au galvanomètre. Il faut pour cela que la dernière puisse entourer assez largement la première (fig. 1, II-IV), sinon il y a des fuites vers les parois de la boîte *aa*, [illegible]. Quand le courant ne change pas par inversion du champ, la condition dont il s'agit est réalisée[1].

[illegible] fourni, tant qu'on est sur la branche ascendante de la courbe de saturation, des valeurs différentes du courant selon le sens du champ. Ce phénomène tient, d'une part, à ce que l'ionisation est le plus intense au voisinage de la lame active, d'autre part à la formation de couches d'ions positifs ou négatifs, à coefficients de diffusion différents, au voisinage des électrodes. Mais on ne peut [illegible] des différences d'ionisation par les différents condensateurs ont des distributions de champs tout à fait différentes. Pour le but poursuivi, il a suffi de prendre la moyenne entre différentes mesures sous charge positive et négative.

La fig. 2 contient (courbes I, II, III, IV) les courbes de saturation obtenues avec les condensateurs correspondants et recueillies pour une même date (17. 1. 11). D'après ces courbes, la meilleure courbe de saturation est celle du condensateur à plateaux parallèles ($d = 5$ cm.). Puis vient le condensateur à demi-sphère. La différence des deux courbes est notable et conforme à ce que laissent prévoir les résultats de Moulin. Dans le condensateur à demi-sphère la direction d'émission des rayons α coïncide à peu près avec celle du champ. Dans le condensateur plan au contraire ce sont seulement les particules émises normalement à la préparation qui ont exactement la direction du champ,

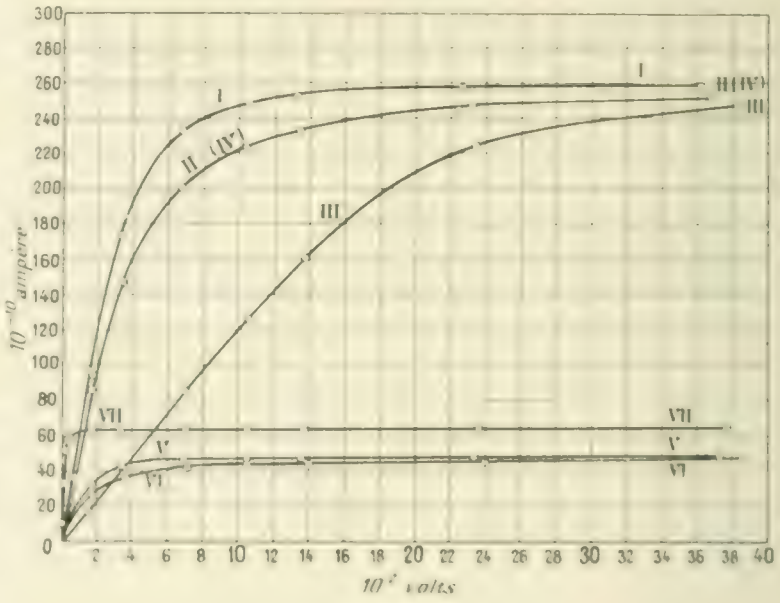


Fig. 2.

toutes les autres sont plus ou moins obliques et [illegible] que leur obliquité moyenne est notable[1]. Avec le condensateur plan la courbe de saturation se rapproche donc d'une courbe de saturation normale.

La courbe de saturation du condensateur à

[illegible]

tige[1] est encore plus mauvaise que celle du condensateur à demi-sphère. La raison en est la suivante. Le condensateur à demi-sphère a l'avantage sur le condensateur à tige qu'à l'endroit où se trouve la préparation active et où, par suite, la densité des ions est la plus grande le champ qui met les ions en mouvement est aussi le plus grand. C'est l'inverse dans le condensateur à tige (VI, fig. 1), car les lignes de force se pressent sur la tige qui est déjà en dehors de la région d'ionisation, tandis que sur la préparation active où l'ionisation est maximum le champ est relativement faible. L'avantage du condensateur à tige, savoir que les lignes de force y sont en grande partie placées très favorablement, en d'autres termes perpendiculairement au trajet des rayons α, est compensé par la faible valeur du champ au point où celui-ci devrait être le plus intense.

D'ailleurs, le condensateur à demi-sphère est supérieur même au condensateur plan, pour ce qui concerne le rapport entre la densité des ions et celle des lignes de force. Pourtant ici, comme on le voit bien d'après les courbes I et II, l'inconvénient du parallélisme entre la direction d'ionisation et les lignes de force l'emporte.

La courbe de saturation du condensateur IV (fig. 1) coïncide presque entièrement avec celle du condensateur à demi-sphère II, de sorte que sur la figure 2 les points observés se placent sur la courbe II.

Les courbes V et VI (fig. 2) ont été prises à l'aide du condensateur plan et du condensateur à demi-sphère, en se servant d'une préparation de polonium sensiblement plus faible. L'écartement du condensateur à plateaux était 1,5 cm. La supériorité du condensateur plan est visible ici encore.

Enfin, la courbe VII (fig. 2) donne une mesure faite avec la préparation intense et le condensateur plan, les plateaux ayant un écart de 0,5 cm. Ici, la courbe de saturation est très bonne; à partir de 300 volts, la saturation est parfaite, aux erreurs d'expérience près.

Ce résultat favorable est naturellement dû avant tout à la diminution de distance des plateaux et à l'accroissement corrélatif du champ. Mais l'amélioration est visiblement supérieure à celle que produirait cette cause *seule*. Une autre cause manifeste se trouve dans le fait que les files d'ions parallèles au champ sont raccourcies quand l'écartement des plateaux diminue. L'effet défavorable dû au parallélisme des files d'ions et des lignes de force doit naturellement s'atténuer quand les premières deviennent plus courtes. La très bonne allure de la courbe VII est sans aucun doute due en partie à ce motif.

ration devrait se rapprocher de celle du condensateur à demi-sphère (Fig. 2, II).

1. Pour une autre forme de condensateur à tige, voir ci-dessous.

Il conviendra donc de mesurer, si possible, les courants de saturation dus aux rayons α dans un condensateur plan à plateaux très rapprochés. On ne peut plus alors mesurer l'ionisation totale due aux rayons α, puisqu'on n'utilise plus tout leur parcours. De plus, le courant mesuré cesse d'être indépendant de la pression et de la température. Mais on supprime ce dernier inconvénient en rendant le condensateur étanche. Cette précaution est indiquée lorsqu'on veut faire des mesures prolongées, comme celles qui sont nécessaires pour la détermination d'une constante de temps.

Il y a avantage à se servir d'un condensateur réglable comme celui de la figure 3, fourni par Spindler et Hoyer, Göttingen. La dimension des plateaux

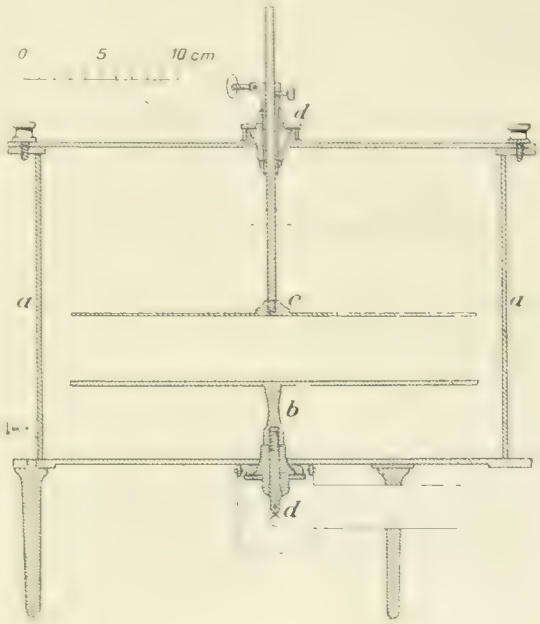


Fig. 3.

25 cm) est choisie de façon que la région ionisée reste suffisamment distante des bords, afin que l'on recueille tous les ions produits, et qu'il n'y ait pas de dérivations dans la cage de l'appareil réunie au sol.

Finalement, j'ai aussi mesuré à l'électromètre, d'après une méthode décrite précédemment[1], le courant de saturation dû à une préparation très faible dans le condensateur plan, le condensateur à tige et le condensateur à demi-sphère. Les résultats sont représentés par la figure 4[2]. Ici, c'est le condensateur à demi-sphère qui se comporte le plus mal. Le condensateur à tige est presque égal au condensateur plan; d'ailleurs, il est construit autrement que celui qui a donné les courbes de la figure 2; c'est simplement une tige faisant face à un large plateau qui

1. *Sitzb. Berl. Akad.*, 959, 1909.

2. Les valeurs observées des courants ont été corrigées en tenant compte des différences de capacité des condensateurs.

[illegible] la proportion. Il n'y a pas de parois latérales (fig. 1, III). Cette forme de condensateur à fuite est préférable à l'autre. L'infériorité marquée du condensateur à demi-sphère s'explique comme nous l'avons déjà remarqué, quand les rayons γ sont parallèles aux lignes de force, le défaut de saturation est indépendant de l'intensité d'ionisation tant que les files d'ions ne s'influencent pas mutuellement. Ceci s'observe aussi sur les autres condensateurs de la figure 3, car bien que l'ionisation soit mille fois plus faible dans les courbes de la figure 4 que dans

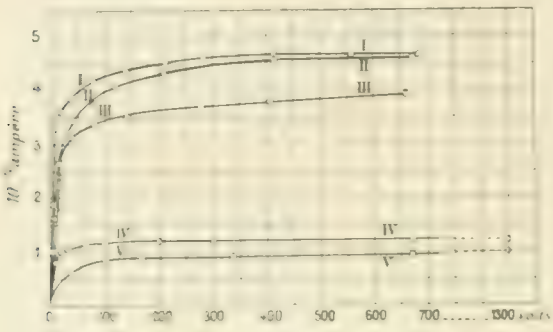


Fig. 4.

celles de la figure 2, l'allure de la courbe de saturation ne s'améliore que très peu, et au voltage maximum de 700 volts on n'a encore nullement la saturation.

Cette particularité d'un comme de l'ionisation par les rayons γ pourrait amener à chimiser dans les mesures comparatives l'erreur provenant du défaut de saturation. Il suffirait que ce manque demeurât, pour chaque valeur du courant, une fraction invariable de ce dernier. Malheureusement ce n'est pas le cas. C'est ce qui résulte, entre autres, des récentes mesures de la constante de temps du polonium, lesquelles ont montré que cette constante est d'autant plus faible que la saturation est moins bien atteinte.

Enfin les courbes IV et V de la figure 4 ont été obtenues avec une préparation encore plus faible (courant de saturation 10^{-12} ampères à pp). Le condensateur à demi-sphère est très inférieur au condensateur plan (courbe V), et quand on double la tension à partir de 650 volts, il présente encore un accroissement de courant.

Ces dernières mesures montrent que la méthode électroscopique ordinaire ne convient pas aux déterminations *précises* du rayonnement γ. On ne dépasse guère avec l'électroscope la tension de 200-500 volts, et avec des courants de l'ordre de 10^{-12} ampère, cette tension ne suffit plus, comme le montrent les courbes de la figure 4, à assurer la saturation même dans le condensateur plan. Même avec les courants plus faibles, il faut être réservé, car le défaut de saturation ne varie pas en raison directe de l'intensité d'ionisation, fait bien connu qui résulte à nouveau de la comparaison des figures 2 et 4.

Les résultats de ce travail sont les suivants :

1° L'effet signalé par Moulin (influence du parallélisme des rayons et du champ sur la courbe de saturation des rayons γ) indique que le condensateur plan est le mieux approprié à l'obtention des courbes de saturation ;

2° En diminuant la distance des plateaux, on améliore d'une façon spéciale les courbes de saturation.

[illegible] 1911.

[illegible]

Nature des rayons γ

Par Th. LABY et P. W. BURBIDGE

[illegible]

[illegible] en 1905 qu'on a fait [illegible] que l'ionisation par les rayons γ de 0,5 au moins fois de [illegible] d'ionisation [illegible] compatible de variations. La théorie mathématique des différentes expériences qui ont été faites avec la [illegible] a été développée par S. E. Campbell.

[illegible] en 1908, au laboratoire de J.-J. Thomson, quelques expériences préliminaires [illegible] deux formes d'appareils. Dans le premier dispositif, deux chambres d'ionisation cylindriques étaient placées côte à côte, toutes deux dirigées vers la source de rayons γ constituée par du radium. Si les rayons γ ont un front d'onde sphérique, les deux récipients semblables, étant symétriquement placés par rapport à la source, doivent être affectés également par les rayons γ, à moins que les résultats d'effets égaux puissent ne pas être les mêmes. Si, d'un autre côté, les rayons γ sont un type de radiation corpusculaire [illegible] de la théorie de Newton, comprenant d'innombrables fois de particules, l'effet dans les chambres d'ionisation doit être inégal pour de courtes périodes

de temps. Dans le but de comparer les nombres d'ions produits dans les deux récipients, on reliait les électrodes à un électromètre, l'un des récipients étant chargé positivement, l'autre négativement. Les courants positifs et négatifs traversant les deux électrodes se contre-balançaient aussi bien que possible pendant de longues périodes de temps, et il n'y avait pas ainsi de mouvement constant appréciable de l'aiguille de l'électromètre. Le fil de quartz de l'électromètre (*Proc. Cambr. Phil. Soc.*, **15** (1909) 106) accusait des variations pendant cette compensation (voir la fig. 1). Dans le second dispositif, on utilisait une chambre d'ionisation avec une électrode centrale plane.

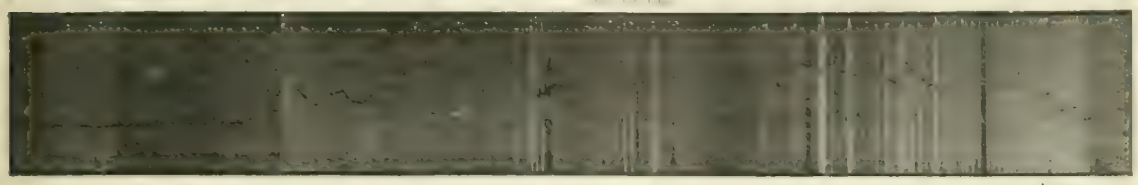


Fig. 1. — Voltage de l'électrode en présence et en l'absence de rayons γ, montrant les variations dues aux rayons γ.

Les ions positifs formés dans une moitié étaient recueillis sur l'une des faces de l'électrode plane, les ions négatifs de l'autre moitié sur l'autre face. En faisant le vide à l'intérieur de la chambre et desséchant complètement l'air qui y était contenu, on obtenait une saturation complète avec un champ de 8 volts seulement par cm. D'importantes variations ont été observées dans la compensation des courants d'ionisation des deux moitiés, la source de rayons γ étant placée en dehors du tube dans le plan de l'électrode centrale. Ce résultat expérimental pourrait s'expliquer en admettant soit que les rayons γ du radium sont constitués par des particules projetées, soit que le nombre d'ions produits dans l'air par une source constante de rayons est susceptible de variations.

Nous poursuivons actuellement ces expériences en vue de déterminer quelle part revient à chacun de ces facteurs dans ces variations observées.

Le radium utilisé dans ces expériences était prêté par la Société Royale de Londres.

(Manuscrit reçu le 2 décembre 1911.)

Sur la mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé dans les gaz aux basses pressions

Par G. W. TODD

Université de Cambridge. — Laboratoire de J. J. Thomson.

Dans un mémoire précédemment publié dans le *Radium* **8** (1911) 113-115), l'auteur a décrit des expériences qui montrent que la vitesse de l'ion positif dans un champ unité est inversement proportionnelle à la pression, jusqu'à une pression de quelques millimètres de mercure. Les expériences n'avaient pas pu être poussées plus loin à cause du fait que l'ionisation produite par les rayons Röntgen devient très faible aux basses pressions.

Des expériences analogues à celles dont on vient de donner la référence, ont été faites en utilisant comme source d'électricité positive, le phosphate d'aluminium chauffé. La production d'ions à partir de ce sel peut être rendue plus ou moins indépendante de la pression du gaz environnant en réglant le courant de chauffe. Le présent mémoire donne une brève description de ces expériences.

L'appareil était très semblable à celui antérieurement décrit. A la place du plateau B deux lames de platine recouvertes de phosphate d'aluminium étaient placées sous la toile métallique G. [Voir *Le Radium*, **8** (1911) 113]. Ces lames de platine pouvaient être portées à telle température qu'on désirait par le passage d'un courant d'une batterie d'accumulateurs isolée, et étaient toujours maintenues à un potentiel positif constant plus élevé que celui de la toile métallique de sorte que, quand on chauffait le platine il y avait un courant constant d'ions positifs, dirigé vers la toile métallique G et dans le champ alternatif entre cette toile et le plateau P relié à l'électroscope.

Si d est la distance entre la toile métallique et le plateau de l'électroscope; u, la vitesse de l'ion dans un champ de 1 volt par centimètre et si le potentiel alternatif est représenté par $E = \varphi(t)$, expression dans

[illegible] $f(t)$ est une fonction périodique du temps, on doit avoir, pour qu'un ion atteigne le plateau de l'électroscope en partant de la toile métallique, la relation

$$d = \frac{u}{d} \int_0^T f(t)\, dt$$

où T est la période du champ. Dans la plupart des expériences $E = E_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}$ d'où :

$$u = \frac{\pi d^2}{E_0 T}$$

Dans les dernières expériences où des observations étaient faites à des pressions aussi basses que possible, les variations périodiques étaient produites au moyen d'un commutateur spécial, mû électriquement, dont la vitesse pouvait être réglée et au moyen duquel on

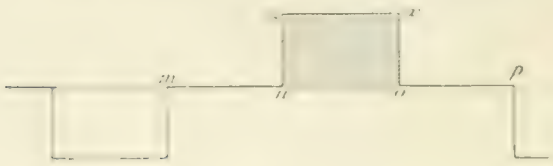


Fig. 1.

pouvait obtenir jusqu'à 450 périodes par seconde. Le commutateur donnait une courbe de potentiel représentée sur la figure 1.

On s'était arrangé pour que les points $m\ n\ o\ p$ fussent à égale distance.

On a établi que pour qu'un ion atteigne le plateau de l'électroscope, il faut que

$$d = \frac{u}{d} \int_0^T f(t)\, dt$$

$$= \frac{u}{d} \left[\text{aire } mnop \right] \text{ partie hachurée de la figure}$$

$$= \frac{u}{d} \left[\frac{T}{4} \right]$$

$$u = \frac{4\, u\, d^2}{E_0\, T}$$

où u est la mobilité par seconde.

La mobilité à une pression particulière quelconque [illegible] de la façon habituelle en traçant la courbe du potentiel obtenu à l'électroscope en fonction de la différence de potentiel maximum alternative (voir [illegible], fig. 2).

Il n'y avait pas de difficulté à faire des observations à des pressions beaucoup plus basses que celles des premières expériences. On pouvait régler le courant [illegible] jusqu'à 6000 cm par seconde. Avec les alternances beaucoup plus rapides obtenues au moyen du commutateur on a pu mesurer des mobilités de 50000 cm par seconde. Comme le plateau de l'électroscope devait atteindre le potentiel de 0,1 volt environ pour que la feuille se déplaçât dans la partie repérée de l'échelle, on ne faisait pas de lectures avec des potentiels alternatifs dont la valeur maximum était inférieure à 1 volt. Une autre limite s'imposait aux observations : c'était l'accroissement du libre parcours moyen avec la diminution de pression. Quand la distance entre les plateaux était inférieure à environ cinquante fois les libres parcours, on ne faisait plus de lectures.

Dans les premières expériences, un résultat curieux s'est présenté. Quand la pression diminuait, les mobilités augmentaient en raison inverse de la pression jusqu'à une valeur de la pression d'environ 1 mm. A ce moment la mobilité de l'ion atteignait une valeur maximum puis diminuait graduellement à mesure que la pression diminuait. La position de ce maximum variait avec les différents gaz, et légèrement pour un même gaz. On a trouvé plus tard que cette diminution de la mobilité était due

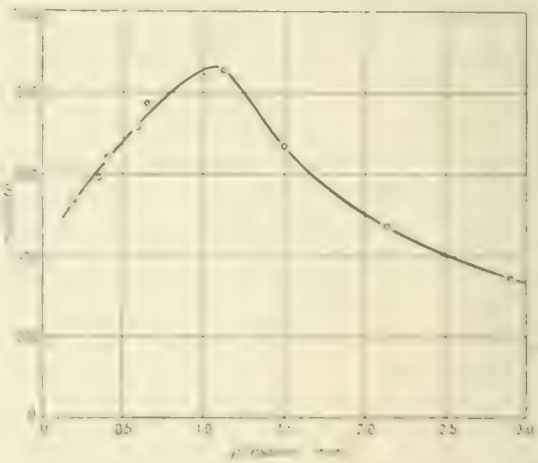


Fig. 2.

à la présence de vapeur d'eau. Quand on prenait grand soin de dessécher le gaz en le maintenant plusieurs jours au contact d'anhydride phosphorique, et que la pression dans l'appareil, avant l'introduction de ce gaz [illegible] était maintenue pendant quelques heures au dessous de 0,001 mm de mercure, au moyen d'un tube à charbon et d'air liquide, on trouvait que la mobilité continuait à croître et plus rapidement que ne l'exigeait la loi de la proportionnalité inverse à la pression. La fig. 2 représente la courbe relient la mobilité et la pression pour l'air quand il y a de la vapeur d'eau.

La pression à laquelle la mobilité commence à décroître est traité dont la même raison que celle en

le produit de la pression et de la mobilité commence à croître pour des gaz secs.

Aux pressions ordinaires la vapeur d'eau n'a qu'un effet peu important sur la vitesse de l'ion positif tandis qu'elle retarde considérablement l'ion négatif.

Les résultats des expériences faites sur des gaz soigneusement desséchés sont donnés dans les tableaux suivants. Ceux marqués d'un astérisque ont été obtenus avec le commutateur.

Les courbes figurant la relation entre la pression et le produit de la pression et de la mobilité pour divers gaz sont représentées sur la figure 5. Il faut remarquer que la pression à laquelle le produit commence à croître rapidement est approximativement en raison inverse de la densité du gaz.

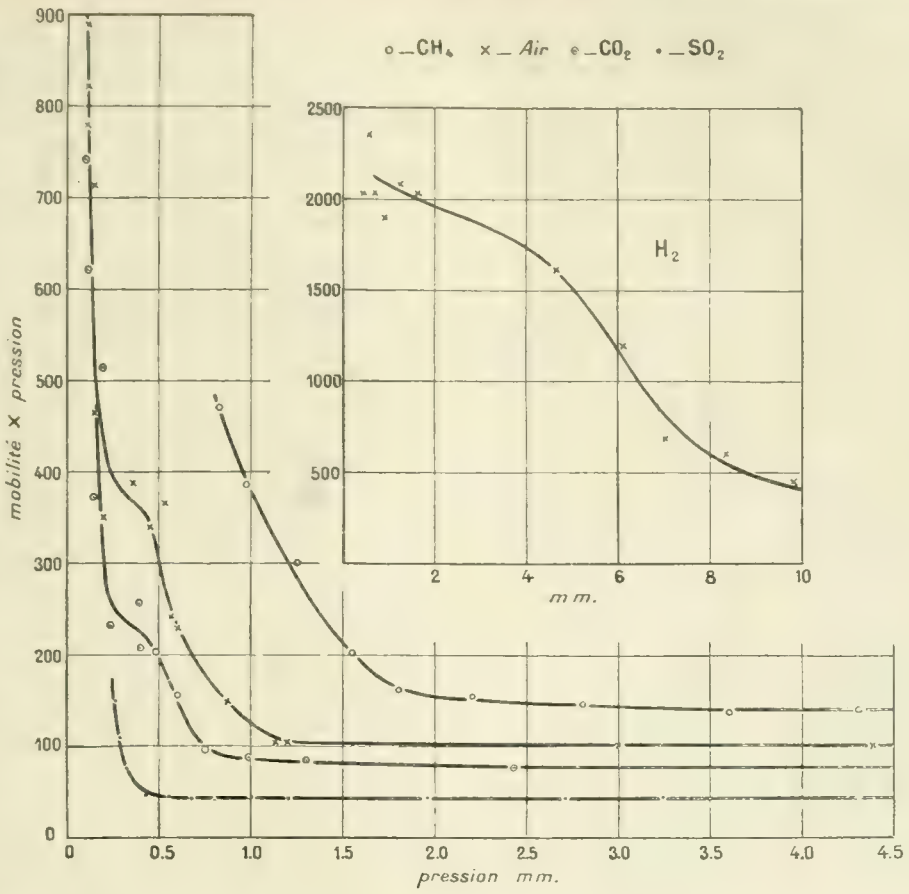


Fig. 5.

La valeur des mobilités pour les pressions plus élevées sont pratiquement les mêmes que celles des ions produits par les rayons X, ce qui montre que les particules émises par le phosphate d'aluminium chauffé abandonnent leurs charges par collision aux molécules des gaz. Dans la précédente note de l'auteur sur ce sujet, le produit de la pression et de

Air

Pression.	Mobilité.	Produit
8.8 mm.	115	99
6.00	170	102
4.58	251	101
3.02	334	101
1.20	876	105
1.15	918	104
.875	1715	150
.600	3850	230
.572	4220	242
* .540	6810	368
.452	7520	340
*.360	10800	389
* .200	17500	350
*.155	30200	467
* .150	47600	714
*.120	74400	890
* .120	68600	822
* .115	67800	780

CO_2

Pression	Mobilité	Produit
5.15 mm.	146	74.7
2.45	319	77.5
1.50	651	84.6
.99	895	88.8
.750	1280	95.5
.600	2640	158
.482	4190	205
.410	5060	207
.305	6590	258
*.255	9840	251
*.190	27200	515
.145	25600	371
*.120	51800	621
* .105	71900	741

SO_2

[illegible]	[illegible]	[illegible]
[illegible]	158	44.6
2.74	157	42.4
1.[illegible]	219	47.0
1.[illegible]	257	42.8
1.02	440	44.9
820	487	79.9
675	624	42.0
562	781	45.0
328	1075	46.9
308	1540	65.4
720	2460	78.5
280	4005	110.2
282	5720	150

CH_4

[illegible]	[illegible]	[illegible]
4.54 [illegible]	526	141
3.60	584	158
2.78	724	146
2.20	709	156
1.80	900	162
1.26	1540	202
1.25	2470	510
975	3080	788
820	5710	471

H.

[illegible]	Mobilité.	[illegible]
12.2 [illegible]	550	805
8.80	449	440
8.[illegible]	729	605
7.[illegible]	978	630
[illegible].10	1470	1200
[illegible]	7180	[illegible]
[illegible] 1.05	11100	2500
[illegible] 1.25	12500	2500
[illegible] 800	24800	1800
[illegible] 700	29100	2040
[illegible] 600	47100	2500
[illegible] 500	[illegible]	2070
[illegible] 400	86700	7170

La mobilité pour l'hydrogène était plutôt faible et n'augmentait pas dans la même région de la pression que cela a été trouvé dans les expériences précédentes (*Phil. Mag.*), ce qu'on n'avait pas pris soin d'utiliser un gaz sec et par dans les premières expériences.

Quelques expériences ont été faites avec l'air à des pressions supérieures et inférieures à celle à laquelle la mobilité présentait un maximum. Il a été trouvé que la mobilité dépendait de la fréquence du champ, ce qu'on obtient, par un point, un résultat négatif.

Les résultats de ces expériences indiquent qu'il y a quelque changement dans la structure de l'ion positif aux basses pressions. Il est possible *a*) que l'ion soit une agglomération de molécules qui devient éventuellement une simple molécule chargée, ou *b*) qu'il existe une unité positive plus petite que la molécule qui, aux basses pressions, est capable d'errer d'un groupement de molécules à un autre. Il est intéressant, en ce qui concerne *b*), de rappeler que Lusby a montré que le véhicule du courant positif dans les flammes, au-dessus d'une certaine température critique, est indépendant du sel introduit dans la flamme et des gaz de la flamme, et que la masse est égale à celle de l'atome d'hydrogène, tandis qu'au-dessous de la température critique, le véhicule est beaucoup plus massif et dépend des sels utilisés dans la flamme.

Grandeur de l'ion. — Langevin a déduit de la théorie cinétique des gaz, pour la mobilité d'un ion, la formule $k = e\lambda/mv$. Il serait intéressant de calculer les valeurs approximatives des masses des ions dans différents gaz en utilisant cette expression, et de les comparer aux masses des molécules. Dans l'expression de la mobilité λ et v représentent le libre parcours moyen et la vitesse d'agitation thermique de l'*ion*. Le libre parcours moyen d'une molécule dans un gaz contenant n_2 molécules par unité de volume, chacune d'elles ayant un diamètre ρ_2, est donné par l'expression

$$\lambda = \frac{1}{\pi \rho_2^2 n_2 \sqrt{2}}.$$

Le libre parcours moyen d'un ion de masse m_1 dans le gaz dont les molécules ont une masse m est donné par

$$\lambda_1 = \frac{1}{2\pi \rho_1^2 n_2 \sqrt{\frac{m_1 + m}{m_1}}}$$

où ρ_1 est le diamètre de l'ion. On en déduit le rapport des valeurs de λ et pour la molécule et pour l'ion :

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = \frac{1}{2}\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{m_1 + m}{2m_1}} = \frac{1}{2}\frac{\rho_1}{\rho_2}\sqrt{\frac{m + m_1}{2m_1}},$$

parce que $v_1/v = \sqrt{m/m_1}$. Les relations entre la masse et le diamètre pour l'ion et la molécule ne sont pas connues, de sorte qu'on ne peut attribuer à ce rapport une valeur définie, mais la substitution de valeurs probables montre que dans une approximation on ne commettra pas une grande erreur en le supposant égal à l'unité. Dans le tableau suivant, on a déduit la masse de l'ion en partant de la formule

$$k = \frac{e\lambda}{mv},$$

et en supposant que le rapport λ/v est le même pour l'ion et la molécule.

Gaz	Masse de la molécule $\times 10^{24}$	λ (0°, 1760) $\times 10^{8}$	$\lambda \times m$	$M \times 10^{24}$ Pression ordinaire.		$M \times 10^{24}$ Très basse pression.	
H_2 . . .	2	1780	109800	25	12 molécules	5	2 molécules
CH_4 . .	16	800	60000	96	6 —	29	2 —
Air. . .	29	960	44700	216	7 —	24 (<1	—
CO^2 . .	44	650	56100	245	5 —	25 <1	—)
SO^2 . .	64	470	29800	551	6 —	107	2

En calculant m par la formule $k = e\lambda/mv$, il semble que l'ion aux pressions ordinaires consiste en un groupement de plusieurs molécules autour de la charge positive, et aux très basses pressions, ce groupe se dissocie en un groupe moins complexe.

Dans le cas de l'air, du gaz carbonique et de l'hydrogène, les expériences ont été poussées aux pressions aussi basses que possible. Il y a un aplatissement dans la courbe relative à l'air, quand le produit de la pression et de la mobilité a une valeur d'environ 360, et le même fait se produit dans le cas du gaz carbonique à la valeur 240 approximativement. Si ces anomalies dans la courbe sont réelles, cela signifie que l'ion à cette étape de sa dissociation devient plus stable et résiste à la désintégration, jusqu'à ce que la pression soit encore diminuée. Cette étape à la fois dans l'air et le gaz carbonique correspond à un ion constitué de deux molécules environ.

Dans le cas de l'hydrogène, le produit de la pression et de la mobilité reste bien constant entre 4,0 mm et 0,5 mm de pression, et on n'a pu discerner si le produit croît de nouveau à des pressions plus basses, parce qu'on avait atteint la limite d'utilisation de l'appareil. Cet endroit pour l'hydrogène correspond aussi pour l'ion à un groupement de deux molécules environ.

Conclusions. — 1° L'électricité positive émise par le phosphate d'aluminium chauffé produit dans le gaz environnant des ions, identiques aux ions produits par les rayons X, montrant ainsi que la particule positive, quoique ce soit elle qui soit émise par le sel, remet sa charge aux molécules gazeuses pendant la collision;

2° La mobilité de l'ion positif est inversement proportionnelle à la pression du gaz jusqu'à une certaine basse pression critique, approximativement inversement proportionnelle à la densité du gaz et au-dessous de laquelle la mobilité croît très rapidement;

3° La présence de vapeur d'eau, qui a un effet inappréciable sur la mobilité de l'ion positif dans les régions où la loi de l'inverse pression s'applique, a un effet très marqué quand la pression est au-dessous de cette région, et la mobilité est alors moindre que ne l'exige la loi de l'inverse pression;

4° L'accroissement rapide de la mobilité aux très basses pressions peut être dû à un groupement de molécules constituant l'ion, qui se brise en un groupement moins complexe; ou bien cela peut être dû à l'existence d'une unité positive qui est présente à l'état libre pendant un temps court, aux basses pressions; enfin cet effet peut avoir pour cause la combinaison des deux premiers. En calculant la masse de l'ion à partir de la formule $k = e\lambda/mv$, on a des nombres qui montrent que l'ion se compose aux pressions ordinaires, habituellement d'environ six molécules et dans le cas de l'hydrogène d'environ douze, entourant la charge positive. Ces groupements se cassent aux basses pressions en donnant ainsi un accroissement de mobilité;

5° Dans le cas de l'air et du gaz carbonique, les mesures aux pressions les plus basses possibles montrent que la charge positive est portée par quelque chose de plus petit que la molécule du gaz. Ceci peut être dû à l'existence d'une unité universelle positive ou à la présence de l'hydrogène que le platine contient ordinairement.

En terminant, l'auteur tient à exprimer ses sincères remerciements au professeur J. J. Thomson pour le bienveillant encouragement et l'intérêt constant qu'il a témoignés au cours de ces expériences.

[Manuscrit reçu le 2 novembre 1911].

Sur un électromètre enregistreur à filament de carbone

Par P. VILLARD

(École Normale Supérieure. — Laboratoire de Chimie.)

Je me suis proposé de construire, en vue d'expériences sur l'électricité atmosphérique, un électromètre enregistreur de faible volume, assez maniable pour pouvoir être installé dans un ballon sonde, et dont la sensibilité soit réglable à volonté, l'échelle entière comprenant, suivant les cas, plusieurs centaines de volts, ou seulement quelques volts.

L'instrument, très habilement réalisé par M. Thur-

[illegible] présente extérieurement sous l'aspect d'une boîte rectangulaire en laiton, munie des ouvertures nécessaires et fixée sur une planchette à la-

Fig. 1. — Appareil [illegible]

quelle s'adapte une enveloppe protectrice en bois, analogue à celle des baromètres enregistreurs Richard (fig. 1 et 2).

Partie électrique. — L'électromètre proprement dit se compose de deux petits plateaux rectangulaires

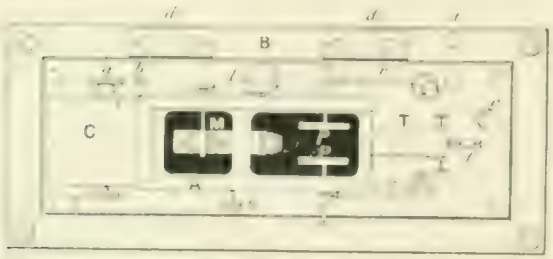


Fig. 2. — Appareil [illegible]

[illegible] deux pôles d'une pile sèche, et entre lesquels peut osciller librement un filament de lampe à incandescence, en forme d'U, tenu par une pince isolée [illegible], et qui constitue l'aiguille d'une sorte d'électromètre de Hankel.

Le filament de lampe, que j'ai déjà utilisé dans des [illegible], il y a [illegible] ans, offre pour ce genre d'emploi des avantages considérables : le [illegible] qui le constitue est beaucoup plus léger que les [illegible] parfaitement élastique et exempt de [illegible] (désaimantées [illegible] ou spontanées), le point de l'aiguille et son moment d'inertie sont par conséquent [illegible], et le tout est électriquement isolé. D'autre part, le [illegible] ne [illegible] les déplacements [illegible] perpendiculaires au plan de la figure (fig. 3).

Les filaments qui [illegible] le mieux sont ceux des lampes de 110 volts 5 bougies ou 110 volts 10 bougies. Ces derniers, sensiblement plus longs, donnent une plus grande sensibilité, qu'on augmente d'ailleurs beaucoup en amincissant le filament dans une flamme.

Pour donner les meilleurs résultats, cet amincissement doit être, non pas uniforme, mais progressif, croissant de la base à l'extrémité libre du filament; pour une flexibilité donnée sous l'action des forces électriques, on réduit ainsi notablement le moment d'inertie et l'influence de la pesanteur.

Un fil de carbone ainsi traité peut devenir assez flexible pour déceler le cinquantième de volt et la résistance de l'air suffit à l'amortir complètement; toutefois, il est fragile et ne convient que pour une installation fixe ou l'emploi en ballon monté. Si l'appareil doit être confié à un cerf-volant ou à un ballon sonde, il convient de ne réduire que modérément la section du filament et l'on corrige alors le défaut de sensibilité et d'amortissement au moyen d'une petite bande d'aluminium battu, collée avec une trace de suif près de l'extrémité libre de l'U; l'amortissement est alors suffisant et l'on peut encore déceler le dixième de volt.

Pour faire varier la sensibilité dans les limites indiquées plus haut, on dispose des moyens suivants : amincissement plus ou moins grand du filament et emploi d'une bande d'aluminium plus ou moins large; modification de la distance des plateaux entre lesquels se déplace l'aiguille; enfin, choix d'une pile de charge de voltage convenable.

Dispositif optique de lecture et d'enregistrement. — Les déplacements de l'extrémité libre du filament ne dépassent pas en général 2 mm à droite ou à gauche du zéro. L'amplification et la projection de ces déplacements sur un verre dépoli ou une surface sensible sont réalisées de la manière suivante (fig. 5) :

L'extrémité mobile du filament porte, collé au sommet de la courbure par une trace de cire, un très petit miroir cylindrique constitué par un tube capillaire en verre très mince argenté intérieurement; ce miroir qui a environ 1 mm de longueur sur $\frac{1}{10}$ à $\frac{2}{10}$ de millimètre de diamètre, ne pèse que quelques centièmes de milligramme et est aisément porté par des filaments même extrêmement minces. Une lampe de 2 volts, pourvue d'un condenseur et placée derrière une fente de 3 mm de largeur, éclaire ce miroir et y fait apparaître un trait lumineux extrêmement fin, qu'un objectif de microscope, muni d'une ou deux lentilles divergentes amplificatrices, projette sur un verre dépoli ou sur la fente d'un cylindre enregistreur disposé dans la boîte de l'appareil. Pour assurer la permanence de la mise au point, l'axe de l'objectif est disposé dans le prolongement de l'axe de symétrie du filament; la longueur de ce filament étant [illegible]

riable, il en est de même de la distance de son extrémité à la lentille frontale de l'objectif, et le réglage se maintient même si l'instrument vient à être incliné dans un sens quelconque.

Avec un grossissement de 15, le spot ainsi obtenu est extrêmement fin et sa netteté, qui ne dépend que des qualités optiques du microscope, est assez grande pour supporter un agrandissement ultérieur de 3 à 4 fois.

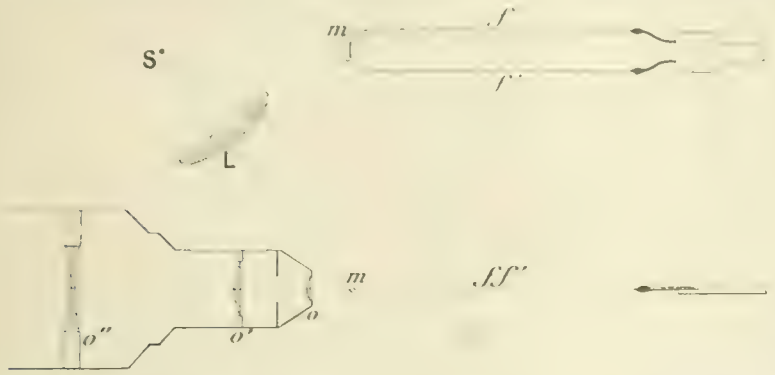


Fig. 3. — Filament de carbone de l'électromètre : élévation et plan et dispositif optique.

ff', filament ; m, miroir dont les dimensions ont été exagérées pour le rendre visible ; S, lampe d'éclairage ; L, lentille condensatrice ; $oo'o''$, objectif du microscope et lentille amplificatrice.

Diverses dispositions permettent de régler convenablement les positions de la lampe, du filament de carbone et du microscope. La lampe est fixée dans une monture à coulisse qui permet de régler sa hauteur. Le filament mobile est porté par une tige coulissant dans un tube pourvu d'un collier de serrage et fixé dans un bouchon d'ambroïde muni d'une garniture métallique; c'est cet ensemble qu'on installe dans le tube T (fig. 1 et 2) où un système de quatre vis permet d'agir sur sa direction suivant deux plans perpendiculaires.

Le microscope est pourvu d'une crémaillère pour la mise au point et d'une vis de décentrage servant à régler la position du spot sur la pellicule sensible.

Le cylindre enregistreur (fig. 4) est enfermé dans une enveloppe impénétrable à la lumière et munie d'une fente de $\frac{1}{20}$ de millimètre de largeur, qu'un volet démasque automatiquement quand le cylindre est en place. Le déclic effectue la mise en route au moment voulu et un butoir automatique arrête le cylindre quand il a effectué un tour complet. Ce dispositif, analogue au châssis des appareils photographiques ordinaires, permet d'installer la pellicule ou de la changer sans qu'on soit obligé de transporter l'électromètre dans la chambre noire; en outre, il protège la surface sensible contre la lumière diffusée par les lentilles du microscope ou celle qui pourrait pénétrer par les joints de l'appareil.

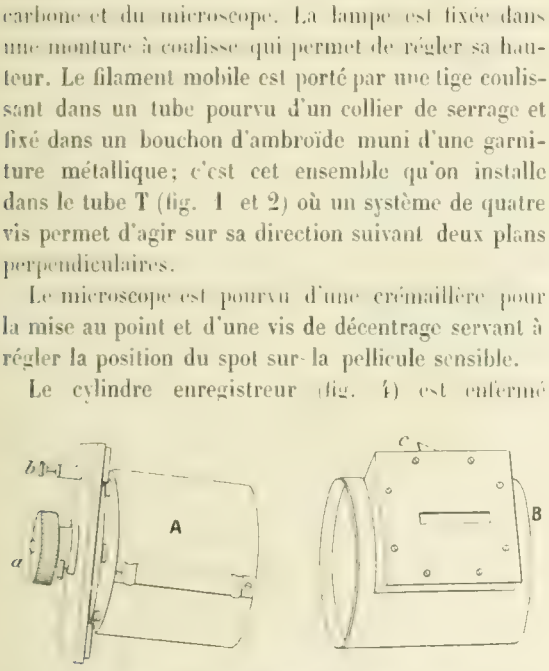


Fig. 4. — Châssis photographique et cylindre enregistreur.

A, cylindre enregistreur ; a, bouton de mise en route ; b, verrou du déclic de mise en marche ; B, enveloppe métallique portant le déclic ; c, cadre commandant l'ouverture de la fente.

Sensibilité. — Si l'appareil doit être employé à poste fixe, le filament peut être pris suffisamment fin pour que le spot se déplace de 4 mm à 5 mm par volt, les plateaux étant à une distance de quelques millimètres et maintenus à une différence de potentiel de 100 à 120 volts.

Dans le cas où l'électromètre doit être employé dans un ballon, il convient de prendre un filament plus solide et l'on n'obtient plus que 0,5 mm environ par volt, ce qui permet encore d'apprécier sans peine le dixième de volt.

Pour la mesure de fortes différences de potentiel (potentiel atmosphérique, par exemple), il est facile de réaliser, avec le même instrument, une sensibilité d'un ordre entièrement différent. Il suffit de prendre un filament plus court et d'écarter beaucoup les plateaux. L'étendue de l'échelle peut alors atteindre 1000 ou 2000 volts.

Influence d'une inclinaison de l'instrument sur la position du zéro. La force antagoniste étant produite par l'élasticité du filament, l'appareil peut fonctionner dans n'importe quelle position. Il est commode de le placer de telle sorte que les deux brins du filament soient horizontaux, le plan qui les contient étant vertical : les déviations se font alors dans un plan horizontal. Si l'électromètre doit être placé sur un support mobile tel que la nacelle d'un ballon, et exposé ainsi à de légers changements d'orientation, il convient de le disposer de telle sorte que les déviations se produisent dans un plan vertical. On voit aisément qu'une inclinaison, même de quelques degrés, ne fait alors varier la position du zéro que d'une quantité tout à fait négligeable.

La figure 5 représente les courbes données directement par l'appareil. La première représente les variations de voltage d'une distribution électrique urbaine, la seconde (sensibilité réduite) donne les variations du potentiel atmosphérique à quelques mètres du sol, pendant une durée de quelques heures.

Rapidité des inflexions. — Par suite de la faible inertie et de l'amortissement notable du filament, l'électromètre enregistre correctement des potentiels variant avec la rapidité qui correspond à une fréquence de 3 à 4 par seconde. Le « pompage » d'une dynamo entraînée par une machine à vapeur (fréquence 2 environ) est par exemple mis en évidence d'une manière presque parfaite. Le filament mobile peut même suivre une différence de potentiel alternative de fréquence (50 à 50 par seconde) mais les harmoniques (fréquence 120 à 150, 200 à 250, etc.) ne sont pas décelés et la sensibilité est notablement diminuée.

La vitesse de rotation du tambour photographique et la puissance de la lampe doivent naturellement être proportionnées à la rapidité de variation du potentiel qu'il s'agit d'enregistrer. Dans le cas du potentiel atmosphérique, il suffit que le film photographique se déplace à raison de 1 mm environ par minute et, dans ce cas, une lampe de 2 volts, 0,25 amp. donne un tracé d'une intensité tout à fait satisfaisante.

Montsouris, le 15 novembre 1911.

ANALYSES

Radioactivité

Remarque sur un article de E. Rutherford et H. Geiger, intitulé « La probabilité de variations dans la distribution des particules α ». — Snow (E. C.). *Proc. Phys.*, 22 (1911), 198-200. — Dans un [illegible] sur le Radium (*Rev. Rad.*, 8 (1911), 1[illegible]), Rutherford et Geiger ont appliqué la méthode [illegible] des particules α à la question de savoir si la [illegible] des particules qui tombent sur un écran pendant un intervalle de temps très court (1/8 de minute par exemple) varie réellement suivant les lois que la théorie des probabilités impose aux [illegible] distributions [illegible]. Dans une note [illegible], M. Bateman a montré que si cet [illegible] de particules [illegible] Poisson pendant l'intervalle [illegible] la probabilité [illegible] de particules pénétrant un intervalle [illegible] $1, 2 \ldots n$ [illegible] M. Snow [illegible] être très satisfaisant.

[illegible] d'appliquer [illegible] la théorie [illegible] à partir des nombres expérimentaux [illegible] Le calcul de l'échantillon [illegible] que le [illegible] qui [illegible] la formule théorique de Bateman, quant aux nombres mesurant la concordance, ils montrent que la courbe de fréquence s'accorde mieux avec les mesures que la courbe théorique, sans toutefois que cela puisse infirmer les conclusions de Rutherford et Geiger, à savoir que la variation du nombre des particules α d'un intervalle à l'autre n'est pas plus grande que celle à laquelle on doit s'attendre dans l'hypothèse d'une distribution due au hasard.

L. Kolowrat.

Sur la variation du pouvoir ionisant des rayons β en fonction de leur vitesse. — Wilson (W.). *Proc. Roy. Soc.*, 85 (1911), 240-248. — Poursuivant la série de ses travaux sur les rayons β, M. Wilson étudie dans ce mémoire, la variation du pouvoir ionisant des rayons β en fonction de leur vitesse.

Comme source de rayons β il emploie une ampoule pleine d'émanation du radium de laquelle s'échappent, comme on sait, des rayons β dans un très grand intervalle de vitesses; au moyen d'un champ magnétique et d'écrans convenables, on peut isoler de l'ensemble de ces rayons, une portion présentant une vitesse déterminée. [illegible] transportent, en les recevant dans un cylindre de Faraday [illegible] un condensateur à petites mesures de [illegible] à [illegible] de [illegible].

[illegible] le calcul [illegible]

Tableau I.

H Gauss cm	30 cm sec	No de particules [illegible]	[illegible]	[illegible]	Ionisation / Charge I	I₁	I₂	I₃
850	1.75	79	7.67	7.67	15.7	24.2	28	58
1150	1.65	75	9.82	8.51	11.4	20.6	31	52
1590	1.87	87	10.93	8.40	9.5	17.8	32	61
1650	2.08	105	10.97	7.20	6.85	14.5	30	62
1890	2.25	106	10.47	6.50	6.14	13.7	30	71
2160	2.35	108	9.77	5.89	5.45	12.8	30	71
2440	2.46	102	8.64	5.06	4.95	12.2	30	74
2750	2.55	104	7.82	4.66	4.48	11.4	29	74
3500	2.67	89	6.44	3.63	4.08	10.9	29	78
3900	2.74	76	5.45	3.06	4.05	11.0	30	85
4800	2.82	56	3.82	2.16	3.86	10.9	31	87
5450	2.86	47	2.97	1.71	3.64	10.4	30	85
5940	2.88	44	2.58	1.52	3.46	9.9	29	85
6550	2.90	39	2.25	1.37	3.32	10.2	30	86

On voit qu'ils semblent le plus s'accorder avec la loi d'après laquelle l'ionisation serait proportionnelle à $\frac{1}{v^2}$.

Une 5e série de déterminations a été effectuée : le condensateur à parois minces a été remplacé par un autre à parois épaisses, de manière à faire intervenir les rayons réfléchis. Les résultats obtenus sont alors tout différents des premiers, et semblent plutôt vérifier une loi telle que

$$I = k(v - c)$$

I étant l'ionisation observée ;
v la vitesse des rayons ;
k et c des constantes. J. Danysz.

Sur les nombres relatifs d'ions produits par les particules β de diverses substances radioactives. — **Geiger** (**H.**) et **Kovarik** (**A. F.**) (*Phil. Mag.*, **22** (1911) 604-615). — Les rapports entre les transformations radioactives et l'émission des rayons β sont actuellement beaucoup moins bien connus qu'en ce qui concerne les rayons α. On a supposé que dans ces transformations, des particules β sont émises avec des vitesses déterminées, caractéristiques de chaque transformation. Mais il semble maintenant plus probable que les particules β émises par une même substance, dans certains cas du moins, ont des vitesses assez différentes.

Quant au nombre de particules β chassées par chaque atome en désagrégation, il est aussi très peu connu. Si nous supposons que l'ionisation produite par une particule β dépend peu de sa vitesse, nous pourrons déterminer le nombre relatif de particules β émises par les diverses substances radioactives en mesurant l'ionisation qu'elles produisent. En opérant avec une substance à rayonnement β en équilibre radioactif avec une substance à rayonnement α, nous pourrons même obtenir un nombre proportionnel au nombre de particules β émises par chaque atome en désintégration : il suffira de diviser l'ionisation due aux rayons β par le nombre de particules α émises par seconde, en supposant que ce nombre est égal au nombre d'atomes qui se brisent.

Le présent mémoire contient une détermination par cette méthode des nombres relatifs de rayons β émis par un atome en désintégration de l'actinium C, du thorium D, du radium B, du radium C, du radium E et de l'uranium. Il faut, pour chaque substance, déterminer l'ionisation produite par les rayons α seuls; des données antérieures[1] sur l'ionisation d'une particule α permet d'en déduire le nombre de particules α émises. Il faut ensuite déterminer l'ionisation produite par les particules β seules; il est nécessaire, dans ce but, de recouvrir la substance radioactive au moyen d'un écran d'aluminium assez épais pour arrêter les rayons α. Mais comme cet écran arrête aussi des rayons β il faut étudier l'absorption de ces rayons avec un écran d'épaisseur variable et extrapoler jusqu'à l'épaisseur nulle[2]. Cette nécessité rend extrêmement difficile la détermination du courant d'ionisation propre aux rayons β très mous. Quelques expériences approchées ont été faites avec le thorium A, le radioactinium, l'actinium A et le radium D.

Pour mesurer le rayonnement α, la lumière active était placée au centre d'un ballon argenté de 15,9 cm de diamètre qui était vidé dans toutes les expériences jusqu'à une pression de 5,46 cm de mercure, correspondant à une longueur de parcours efficace pour l'ionisation de 0,571 cm seulement. La saturation peut de la sorte être facilement obtenue.

Pour mesurer l'ionisation produite par le rayonnement β on plaçait la substance radioactive au centre d'un électroscope hémisphérique de 20 cm de diamètre. Le parcours moyen était ainsi égal au rayon. Pour tenir compte de l'effet des particules réfléchies sur la paroi, on employait un autre électroscope de même forme et de même dimension en papier argenté dont on augmentait progressivement l'épaisseur en suivant l'accroissement du courant d'ionisation. On pouvait ainsi connaître le courant correspondant à une réflexion nulle. Cette correction était d'environ 27 pour 100 du courant total dans l'électroscope métallique. On faisait aussi une correction pour l'absorption par l'air de l'électroscope.

On trouve ainsi pour les courants dus aux ions produits par une particule β sur la totalité de son parcours les résultats mentionnés dans le tableau de la page 474.

On est frappé du voisinage des nombres qui expriment le nombre d'ions produits par les trois premiers corps et du fait que le radium E et l'uranium produisent à très peu près un nombre d'ions égal à la moitié des premiers.

Les différences peuvent être attribuées :

1° A une variation du pouvoir ionisant avec la vitesse.

1. Geiger, *Proc. Roy. Soc.*, **82** (1909) 486. — *Le Radium*, **6** (1909) 196.

2. Voir, pour la méthode employée, Kovarik, *Phil. Mag.*, **20** (1910) 849. — *Le Radium*, **7** (1910) 226.

[illegible]	Courant [illegible]	[illegible]
Actinium C . . .	[illegible]	156
Thorium D. . . .	$6,5.10^{-8}$	156
Radium B	$6,2.10^{-8}$	155
Radium C	$5,0.10^{-8}$	108
[illegible]	[illegible]	69
[illegible]	[illegible]	[illegible]

[illegible]

L. Dunoyer.

Sur le coefficient d'absorption des rayons β du RaC dans l'air. — Eve (A. S.) (Univ. de Montréal) *Phil. Mag.* 22 [illegible] — [illegible] substance aussi peu absorbante que l'air, la formule d'ab- [illegible]

$$[illegible]$$

qui tient compte de ce que l'ionisation produite dans un volume donné doit décroître en raison inverse de sa dis- [illegible] pièce, loin de tout objet pouvant déterminer la production [illegible] fuite due au rayonnement total (β et γ); puis on supprimait les rayons β, soit en interposant un écran, soit en les [illegible]

[illegible]

[illegible] une lame d'Al activée dans l'émanation, on a [illegible]

valeur triple des précédentes; l'excès de rayons absorbables n'était pas dû au RaB, car le coefficient ne variait [illegible]

En connaissant le coefficient d'absorption des rayons β dans l'air, on peut calculer celui des rayons γ, si l'on admet la proportion :

$$[illegible]$$

[illegible] 0,00007 environ.

[illegible]

Recherches sur l'émanation du radium. II. Vitesse de transformation. — Rutherford (E.) [*Bull. des Séances de l'Ac. Imp. des Sc. de Vienne*, 120 [illegible] — [illegible] radium, on a soulevé à différentes reprises la question de savoir si la constante d'émanation n'est pas influencée par divers traitements physiques et chimiques que peut subir le gaz émanation. Sur la proposition de M. Rutherford, M. [illegible] de divers échantillons d'émanation à l'état concentré. Les expériences définitives ont été faites par la méthode de [illegible] produit dans une chambre à rayons γ par un échantillon d'émanation par le courant de sens contraire, produit dans une autre chambre par un autre échantillon d'émanation, la compensation se maintient pendant un temps très long. [illegible] et irrégulier, les oscillations sont inférieures à 1 pour 100 du courant compensé. Ces expériences permettent de conclure, que la constante d'émanation a la même valeur, pour deux échantillons quelconques.

L'auteur décrit ensuite des expériences entreprises dans le but de déterminer la loi moyenne de destruction de l'émanation pendant des intervalles de temps très consi- [illegible] M. Rutherford mesure à une date déterminée le courant [illegible] quantité d'émanation, dans un électroscope à rayons γ, étalonné au moyen d'un sel de Ra. On laisse ensuite le [illegible] On ouvre le petit tube, et on aspire l'émanation qui s'y trouve dans un électroscope à émanation, étalonné au moyen d'une solution de Ra.

[illegible]

M. Rutherford décrit une méthode rapide et pratique de [illegible] centre dans un petit tube une forte quantité d'émanation, de l'ordre de quelques mgrs de Ra, dont on compare [illegible] aspire cette émanation dans un grand récipient vidé de [illegible] dans un petit tube, vidé préalablement, réuni par un tu- [illegible]

autre petit tube. On aspire le contenu du dernier tube dans l'électroscope à émanation. Il faut prendre soin que les mélanges d'air et d'émanation soient bien homogènes. Dans la suite de son rapport, M. Rutherford décrit une expérience, montrant que le changement de concentration de l'émanation dans un rapport de 1 à 2000 est sans effet sur la vitesse de la destruction spontanée mesurée par l'effet γ.

Quelques expériences ont été consacrées à l'étude de l'action de la température. Ces expériences qui ont été faites par la méthode de compensation, montrent que l'activité γ d'un tube contenant de l'émanation ne change pas, lorsqu'on le plonge dans l'air liquide. Si les dimensions du tube ne sont pas assez petites, un changement dans la distribution du dépôt actif peut amener un changement apparent de l'activité. L. Wertenstein.

Sur la radioactivité des organes humains. — **Caan A.** (*Sitzber. Akad. d. Wiss., Heidelberg*, mars 1911). — L'auteur est un médecin. Il a dosé le radium et le thorium dans les divers organes du corps humain et cherché l'influence que peuvent avoir les lésions, les maladies, voire même l'hérédité et la condition sociale. L. Bloch.

Phénomènes cosmiques

Sur la formation des soleils. — **André (C.)** [*C. R.*, **153** (1911) 792-795]. — Dans cette note l'auteur montre que les recherches physiques récentes confirment la théorie cosmogonique de Laplace. Déjà, dans une précédente communication[1], l'auteur avait montré qu'on s'était servi d'une interprétation fausse d'un calcul de Babinet pour tirer un argument contre le système de Laplace.

A l'origine, la masse entière des étoiles qui forme actuellement l'Univers, était disséminée dans l'espace tout entier qu'il occupe, et se trouvait ainsi dans un état de ténuité extrême ; ce que nous appelons matière était alors vraisemblablement des éléments formés d'énergie. On ignore comment ce milieu s'est transformé en matière, jusqu'au moment où après une condensation considérable, il s'est formé un milieu dont les particules obéissent à la gravitation universelle. Si on imagine alors un ensemble où l'attraction agisse plus énergiquement qu'ailleurs, une masse de matière stellaire se rassemblera autour de ce point : telle est l'origine des étoiles. Cette masse froide qui se déplace dans un espace plus froid encore, rayonne de la chaleur, mais l'attraction intérieure contracte la masse et à ce travail correspond une certaine quantité de chaleur qui élève sa température. Cette quantité de chaleur est bien supérieure à celle qui se perd par rayonnement, tant que l'ensemble considéré conserve les propriétés d'un gaz parfait : la masse reste ainsi à l'état de nébuleuse.

Lorsque la densité du noyau a acquis une certaine valeur il y a égalité entre les deux quantités de chaleur, de sorte que l'étoile a atteint son maximum de température, puisque bientôt après, la quantité de chaleur dégagée par contraction devient inférieure à celle rayonnée. A partir du moment où le maximum est atteint, la condensation centrale augmentera et l'atmosphère extérieure diminuera de densité : la nébuleuse deviendra peu à peu une étoile nébuleuse, puis un soleil. C'est dans l'atmosphère seule du soleil que Laplace suppose qu'a lieu la formation des planètes.

La théorie de Laplace peut donc s'expliquer par les données actuelles. G. Dunoyer.

1. *C. R.*, **153** (1911) 752.

Influence des planètes sur la formation des taches solaires. — **Schuster (A.)** [*Proc. Roy. Soc.*, **85** (1911) 529-522]. — Si les planètes exercent, en général, une influence quelconque sur la formation des taches solaires, il est raisonnable d'attribuer une telle influence à Mercure et à Vénus, à cause de la faible distance de ces planètes au soleil, et à Jupiter, à cause de sa grande masse. L'étude de M. Schuster, de caractère statistique, est limitée à ces 3 planètes; elle utilise des données sur 4271 taches, qui ont été enregistrées pendant la période de 36 ans (1871-1907). Pour étudier l'influence d'une planète déterminée, l'auteur classe toutes les taches suivant la longitude de l'endroit où elles apparaissent, cette longitude étant définie par rapport à la planète considérée. A cet effet, M. Schuster divise la surface du soleil en 12 compartiments égaux par des cercles méridiens ayant des orientations fixes par rapport au méridien qui passe par la ligne joignant la planète au soleil, méridien qu'il convient d'appeler méridien central pour la planète en question (fig. 1). Il inscrit ensuite le nombre des taches ayant apparu dans chaque compartiment. On fait ce classement pour chaque planète séparément, toujours d'après le même principe. En représentation graphique, on obtient des courbes ou plutôt des lignes brisées de la fig. 2. Toutes ces lignes montrent un maximum marqué dans le compartiment 8 et un minimum dans le compartiment 3.

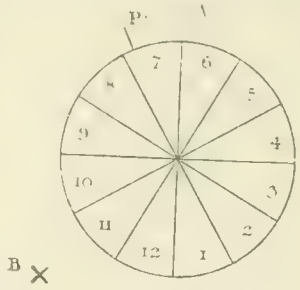


Fig. 1.

On pourrait penser que ces analogies ne sont dues qu'au

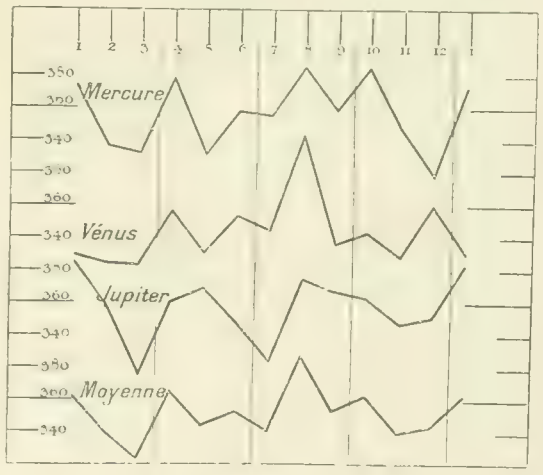


Fig. 2.

hasard et qu'il n'y a aucune raison physique pour qu'une tache apparaisse dans un compartiment plutôt que dans un autre. Le calcul des probabilités montre alors qu'on devrait observer en moyenne un nombre égal d'apparitions dans chaque compartiment. Les nombres observés dans les compartiments qui correspondent aux maxima et aux minima s'écartent notablement de ce nombre moyen. L'auteur calcule la probabilité, pour que les écarts aient des valeurs observées, et pour que les maxima et les minima existent dans

[illegible]

[illegible] exercer un effet des marées sur les parties périphériques du soleil. L'attraction exercée par les planètes est évidemment négligeable par rapport à celle du soleil, mais il est [illegible] l'attraction du soleil, de façon que la force résultante soit [illegible] du soleil. Dans ce cas, l'action relative d'une planète sur les couches superficielles pourrait devenir tout à fait comparable à celle de la lune, produisant des marées sur la terre.

Il est également possible que la charge négative des planètes exerce une attraction électrostatique importante sur les couches superficielles du soleil, qui se chargent positivement, à cause de l'émission des électrons.

L'auteur discute quelques travaux entrepris dans le but [illegible] Be ces travaux, il résulte une dissymétrie notable entre la moitié est et ouest du disque solaire. Toutefois, l'auteur pense qu'il est difficile d'utiliser ces données, car une dissymétrie apparente peut résulter facilement du mouvement de rotation du soleil, si les taches se formant près du méridien central deviennent visibles à l'état moins dé- [illegible]

L. Wertheimer.

Les lignes H et K dans le spectre des différentes parties du disque solaire. — Julius W.-H. [illegible] 13 [illegible]

Les déplacements des lignes brillantes ou sombres du spectre solaire par rapport aux positions des lignes correspondantes observées au laboratoire ont été attribuées à [illegible] action de la pression, du champ magnétique, effet Doppler-Fizeau, dispersion anomale. Or, l'étude des raies du calcium H et K faite par Deslandres[1] et Ch.-E. Saint-John[2] a montré que :

1) les lignes étroites et sombres H_3 et k_3 sont déplacées vers le rouge, les lignes larges et brillantes H_2 et k_2 vers [illegible]

[illegible] de la pression ou d'un champ magnétique. Deslandres et [illegible] inverse dans l'atmosphère solaire et ayant des vitesses de l'ordre de 1 km par sec. Toutefois dans cette hypothèse on [illegible] d'une couche assez mince et fortement absorbante entou- [illegible]

[illegible]

[illegible] tés émergentes la forme en partie pointillée indiquée sur la figure et l'*absorption* produit un abaissement brusque entre d_2 et d_4. Il en résulte[1], pour les *raies* vapeurs assez

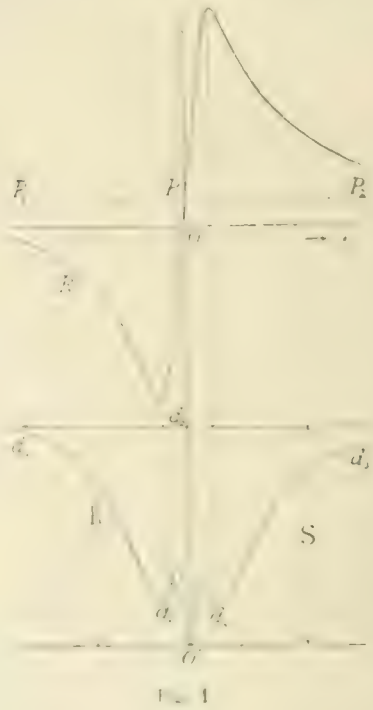


Fig. 1

absorbantes pour présenter le minimum et les maxima précédents, un déplacement du « centre de gravité » de la raie noire vers le rouge et de la ligne d'émission apparente due à la diffusion vers le violet.

En second lieu, visant le centre du disque solaire, on reçoit presque uniquement la lumière émise normalement par les couches profondes : à cause de la présence de deux maxima brusques dans la courbe R_m, on a une double raie k_2 très étroite ; d'autre part, l'atmosphère solaire est [illegible] par suite de la grande différence entre l'indice moyen du milieu et ceux des radiations correspondant à d_2 et d_4, ces dernières sont irrégulièrement réfractées et manquent presque entièrement dans la lumière reçue : on a une raie k_2 relativement étroite. Mais à mesure que nous nous rapprochons des bords du disque, nous recevons une lumière [illegible] grande épaisseur de gaz et la lumière diffusée prend de plus en plus d'importance, tendant à niveler la portion de [illegible] maxima est nulle, k_3 est plus large qu'au centre ; de plus nous recevons une partie de la lumière irrégulièrement réfractée provenant du centre, lumière particulièrement riche en longueurs d'ondes voisines de d_2 et de d_4. D'où [illegible] de k_2.

L'auteur termine en signalant lui-même deux points fai- [illegible]

[illegible]

[illegible]

2° Les raies K_2 dans le spectre des facules devraient être aussi larges que dans le spectre des bords du Soleil. Or, des reproductions de spectrogrammes semblent montrer le contraire. Si les spectrogrammes originaux confirmaient l'observation la théorie serait à corriger. A. Fox.

Mouvements et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires et en d'autres régions particulières I. — John C. E. St. (*Astroph. Journ.*, 34 (1911), 57-78). — Dans un travail antérieur, l'auteur a montré que dans les parties du disque solaire dénuées de taches et de flocules, il existe un mouvement descendant de la vapeur absorbante à la vitesse de 1 km,14 par seconde, et un mouvement ascendant de la vapeur émissive, à la vitesse de 1 km, 97 par seconde sur la surface du soleil. (Résultats moyens de 500 observations).

Il s'agit actuellement de mesures relatives aux taches solaires, dans leur état le plus commun et régulier, dans le but de déterminer ce que sont les mouvements dominants de la vapeur de calcium à l'intérieur et autour des taches.

Les appareils utilisés sont deux spectrographes à autocollimation décrits antérieurement, l'un de 18 pieds, donnant environ 1 mm pour 1. U. A., l'autre de 60 pieds, donnant 1 mm pour 0,60 U. A., les deux appareils utilisant des réseaux de 599 ou 568 traits au centimètre. Les plaques étaient mesurées au comparateur de Gaertner, donnant le 1/1000 de mm. On employait comme repères les deux raies du fer λ 5950 et λ 5955. Prises au centre du soleil, ces raies ont donné comme longueur d'onde, λ 5950,506 et λ 5955,825 au lieu de λ 5950,501 et λ 5955,818, valeurs obtenues par l'arc. Leurs longueurs d'onde sur la surface solaire, loin des bords, ont été considérées comme constantes, en prenant la précaution de faire servir aux mesures des portions de ces raies situées hors des régions de pénombre, qui sont le siège de mouvements radiaux de la couche renversante.

1° *Ombre des taches.* — Sur 25 taches étudiées, 22 indiquent un mouvement descendant de la vapeur émissive à la vitesse de 0 km, 68 à 2 km, 2 par seconde, une, un mouvement ascendant à la vitesse de 0 km, 9 par seconde, suivie, le lendemain, d'un mouvement descendant à 1 km, 6 par seconde, — une autre donne une raie courbe dont la partie déplacée vers le violet indique une vitesse ascendante de 0 km, 15 par seconde, et la partie déplacée vers le rouge une vitesse descendante de 1 km, 22 par seconde, enfin, une dernière manifeste un état quasi stationnaire de la vapeur.

2° *Pénombre des taches.* — 120 mesures ont été faites. La moyenne des mesures donne λ 5955,665 pour la raie K_2 de la vapeur émissive du calcium, au lieu de λ 5955,667 pour la même raie dans l'arc. La différence impliquerait un mouvement ascendant très faible de 150 mètres par seconde. La vapeur émissive peut donc être considérée comme pratiquement stationnaire sur la pénombre. Par contre, la vapeur absorbante manifeste, par la longueur d'onde de sa raie K_2, un mouvement descendant de 1 km par seconde.

3° *Flocules.* — Il s'agit des flocules environnant les taches, 175 mesures. Moyenne 5955,664 U. A. pour K_2, contre 5955,667 dans l'arc, et 5955,641 au centre du disque solaire. Faible mouvement ascendant (0 km, 25 par seconde), contrairement à l'opinion générale qui le croyait rapide, au lieu de 1 km, 97 par seconde, pour la même vapeur émissive, sur la surface solaire dans son ensemble.

4° *Régions environnant facules et facules.* — La moyenne de 166 mesures de la raie d'absorption K_2 est 5955,679, au lieu de 5955,680 au centre du soleil, et 5955,667 dans l'arc. Les facules ne se distinguent donc pas de la surface solaire générale par le mouvement de la vapeur absorbante, qui y est descendante, avec la même vitesse. Il en est de même pour le pourtour des facules. Ce résultat est, il est vrai, en désaccord avec celui obtenu par M. Deslandres, à Meudon, qui trouve qu'il y a descente dans la facule, et ascension autour. Mais il faut remarquer que : 1° les mesures de M. Deslandres sont seulement des mesures de vitesses relatives; 2° les facules étudiées par les deux auteurs ne sont pas les mêmes, celles de M. Deslandres étant isolées, tandis que celles dont il s'agit ici sont groupées autour des taches.

5° *Mouvements de rotation sur la pénombre des taches.* — Evershed annonça le premier en 1909 le mouvement ascendant à 1 ou 2 km par seconde de la couche renversante sur les taches solaires. C'est aussi lui qui mit

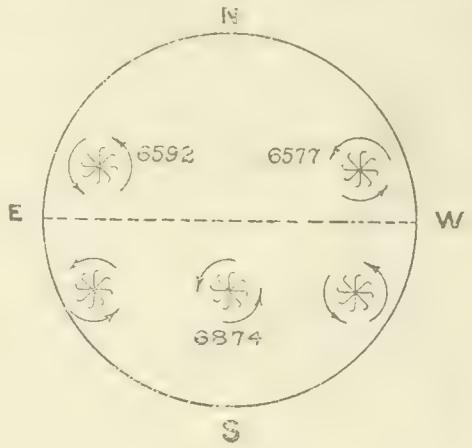


Fig. 1.

l'hypothèse que ce mouvement ascendant se fait en spirale. En mettant la fente parallèlement au rayon vecteur solaire passant par la tache, l'auteur trouve une vitesse horizontale moyenne de 2 km, 0 par seconde pour la vapeur absorbante (Evershed a trouvé précédemment 1 km, 83, l'accord est bon) et 1 km, 24 pour la vapeur émissive, sur chaque côté de la tache.

En mettant la fente perpendiculaire au rayon vecteur de l'image solaire passant par la tache, ce qui supprime l'effet Doppler dû au mouvement radial, il est possible de vérifier diverses conséquences du mouvement de rotation, et de déterminer les sens et vitesse exacte de rotation de la vapeur sur le pourtour des taches. La figure ci-jointe résume les résultats obtenus pour les taches n°s 6592, 6577, 6874. Comme résultat général, on peut dire que le sens des rotations n'obéit pas à une règle fixe, comme dans le cas des tourbillons terrestres, il y a des taches montrant dans le même hémisphère des sens de rotation opposés, et d'autres de même sens dans deux hémisphères différents.

Les mesures de vitesse horizontale (fente perpendiculaire au rayon vecteur) ont donné 1 km, 59 par seconde pour la vapeur absorbante, et 0 km, 98 par seconde pour la vapeur émissive. La combinaison du mouvement de rotation avec le mouvement ascendant ou descendant donne un réel mouvement de tourbillon intérieur de la vapeur de calcium dans le cas des quatre taches qui ont été étudiées.

Résumé. — A la surface du soleil, la vapeur absorbante descend et la vapeur émissive monte. Sur l'ombre des taches, les mouvements sont inverses des précédents, et tourbillonnaires. Faible mouvement ascendant de la vapeur émissive sur les flocules, et enfin sur les facules, les vapeurs absorbantes prennent un mouvement descendant qui

[illegible]
[illegible] L. [illegible].

L'absorption sélective de la radiation solaire dans l'atmosphère terrestre et sa variation avec l'altitude. — Bemporad A. [illegible] 7 [illegible]. [illegible] contient :

1° [illegible] d'Angstrom (données d'observations, calcul des distances [illegible]);

2° [illegible] d'air traversées entre deux stations d'altitude différente ;

3° [illegible];

4° [illegible] l'altitude (formules empiriques) ;

5° [illegible] courbes moyennes de la radiation obtenues par le même auteur ;

6° [illegible] entre le coefficient d'absorption c et la densité de l'air δ. (Mesures de Millochau, Whitney, Rizzo, etc.). Conclusions.

[illegible]

Dispersion électrique et potentiel atmosphérique à Tunis durant le passage de la comète de Halley. — Accolla C. [illegible] 1 (1911) 152 [illegible]. [illegible] 1910 [illegible] 22. [illegible] lies. Mais l'auteur pense que ces particularités ne sont pas dues à l'action de la comète de Halley, elles s'expliquent suffisamment par l'action du vent et des nuages.

L. B[illegible].

Sur la corrélation qui existe entre les phénomènes de magnétisme terrestre et les courants électriques dans l'atmosphère et le sol. — Gockel A. [illegible] 31 (1911) [illegible]. — L'air atmosphérique étant conducteur doit donner lieu [illegible] ce courant. Si on trace une courbe fermée sur le sol, on doit avoir :

$$[illegible]$$

(H composante horizontale du champ terrestre, θ azi- [illegible])

[illegible]

ment le courant terrestre et les éléments magnétiques dépendent des facteurs météorologiques. E. Henriot.

L'intensité à différentes altitudes de la radiation pénétrante provenant du sol et la radiation secondaire qu'elle produit. — Mc Lennan (J. C.) et Macallum (E. N.) [illegible] 22 (1911) [illegible]. Eve a fait un calcul de la variation avec l'altitude du nombre d'ions que produit par seconde dans 1 centimètre cube d'air à la pression atmosphérique la radiation pénétrante [illegible] 21 (1911) [illegible] *Le Radium* (mémoire original) **8** (1911) 65. A part quelques expériences comparatives de Wulf entre le sommet et le bas de la tour Eiffel, il n'existait pas encore de déterminations permettant de contrôler la loi de variation prévue par Eve. A vrai dire les présentes expériences ne remplissent qu'imparfaitement cette lacune, car on n'a opéré qu'au niveau du sol et à une altitude de 64 mètres, au sommet de la tour de la maison municipale de Toronto. Encore les matériaux de cette tour nécessitaient-ils une correction importante et assez incertaine, à cause de la modification qu'ils apportaient à l'ionisation de l'air.

Cette ionisation était mesurée dans un récipient hermétiquement clos, en zinc du commerce, de 0,5 mm d'épaisseur et de 30 litres environ de capacité. L'appareil de mesure était un électromètre de C. T. R. Wilson, muni d'un condensateur avec dispositif de compensation.

[illegible] par seconde et par centimètre cube d'air ont été :

1° Au laboratoire de physique.	15,2,
2° Sur la pelouse de l'Université.	15,1,
3° Sur la glace de la baie de Toronto (profondeur de l'eau 5 mètres, distance du rivage 400 mètres).	9,3,
4° Au bas de la tour municipale	16,1,
5° [illegible] 64 mètres .	12,1.

[illegible] sol, il faut retrancher 3° de 2° ; on obtient 5,8 ions par cc. En retranchant 3° de 5° on obtient pour la variation avec l'altitude 2,8. Mais, d'après la comparaison de 2° et de 4°, la tour augmente q d'une unité environ. La valeur véritable de q au sommet serait donc 1,8, ce qui donne, pour une variation d'altitude de 0 à 64 mètres, le rapport 1,8 : 5,8 = 0,31, valeur concordante avec la table d'Eve [illegible] *Le Radium*, **8** (1911) [illegible].

[illegible] dans un centimètre cube à la surface du sol par la radiation pénétrante du sol est, à Toronto, de 5,8. Si l'on fait subir [illegible] par Wright dans des circonstances différentes, et à celui que Pacini a obtenu à Livourne en Italie, on trouve des [illegible] du nombre obtenu sur l'Océan par Simpson et Wright[1] à [illegible].

Eve a calculé que la teneur du sol en substances radioactives ne permettait de prévoir que la formation de 1,6 ion au plus par centimètre cube et par seconde à la surface du sol. [illegible]

[illegible]

1. [illegible] **85** (1911) [illegible].

[illegible] les résultats suivants :

[illegible]	[illegible]
A 15,7 [illegible]	[illegible]
10,7	[illegible]
[illegible]	[illegible]
[illegible]	[illegible]

[illegible]

Sur le nombre d'ions 5,8 produits par la radiation pénétrante [illegible] la radiation pénétrante elle-même, 1,5 dus au rayonnement [illegible] L. Bloch.

Mesures de la radiation pénétrante en ballon. — Gockel (A.) [illegible] 12 (1911) [illegible]. [illegible] pénétrante dans l'atmosphère ne diminue pas notablement avec l'altitude. Il confirme et précise ce résultat à la suite de [illegible] 15 [illegible] 1910 et [illegible] 1911 [illegible] troscope de Wulf, dont l'isolement s'est montré parfait, et [illegible] laire destiné à assurer l'égalisation des pressions. La température a peu varié au cours des ascensions, les hauteurs [illegible] 2800 m. et 2500 m. [illegible] le résultat de la première série de mesures, exprimé en [illegible] 0,88 [illegible]

[illegible]	[illegible]	[illegible]
7 — [illegible]	[illegible]	15,5
9,45 — 10,45	800 — 1100 m.	10,5
10,45 — 11,50	1700 [illegible]	8,5
11,50 — 12,50	1000 [illegible]	8,5
12,50 — 1,50	1000 [illegible]	9,6
1,50 — 3,50	2800 m.	10,0

[illegible] avec l'altitude, et il serait intéressant de savoir si ce fait reste vrai au-dessus de la surface des mers. L. Bloch.

Méthode pour déterminer la quantité de radium dans les roches et minéraux. — Joly (J.) [illegible] 22 (1911) 151 [illegible]. — La méthode [illegible] tuelle pour doser le radium dans les roches consiste à mettre en solution la substance examinée, par des traitements chimiques appropriés; on mesure ensuite le dégagement d'émanation par les solutions obtenues. Les mani[illegible] et laissent toujours subsister un risque de contamination par des substances radioactives étrangères; de plus, il est difficile et quelquefois impossible d'obtenir des solutions parfaitement limpides; même lorsqu'elles le sont en apparence, une trace inappréciable de précipité peut contenir [illegible] du radium, [illegible] alors toute son émanation; une solution donnée peut d'ailleurs [illegible]

1. [illegible] — [illegible] 6 [illegible]

à l'autre[1]. La méthode de dosage en solution n'est donc pas sans présenter des inconvénients; c'est pourquoi l'auteur en a étudié une autre, qui consiste à faire fondre la roche pulvérisée et mélangée aux carbonates de soude et de potasse. La fusion s'opère en vase clos, et l'émanation dégagée est recueillie en totalité; cette émanation fournit une mesure directe de la quantité de radium présente dans l'échantillon, si toutes les parties du mélange sont réellement fondues et si la roche n'a pas perdu d'émanation lors de sa pulvérisation[2]. La mesure est pour ainsi dire instantanée, tandis que dans la méthode ordinaire il faut accumuler l'émanation pendant un temps plus ou moins long après avoir préparé les solutions.

Le four électrique employé pour les fusions est représenté sur la figure suivante. Un creuset de platine est entouré d'un fil de platine plié en zigzag et pouvant être traversé par un courant d'une vingtaine d'ampères; ce fil est noyé dans de la poudre de magnésie contenue dans un creuset plus grand, en porcelaine, placé, par l'intermédiaire de feuilles d'amiante, sur un plateau massif de fer, percé d'un trou au centre; le tube qui passe par ce trou sert à recueillir les gaz dégagés. Le creuset de platine est muni d'un couvercle, également en platine, destiné à empêcher la projection de la substance en fusion; le tout est recouvert d'une cloche en verre de quartz, dont les bords sont plongés dans une rigole circulaire contenant du mercure et forment ainsi un joint étanche. Le tube qui traverse le plateau de fer est réuni à une espèce de sac en caoutchouc résistant, pareil à ceux qu'on emploie pour les ballons de football; à la fin de l'expérience, on fait

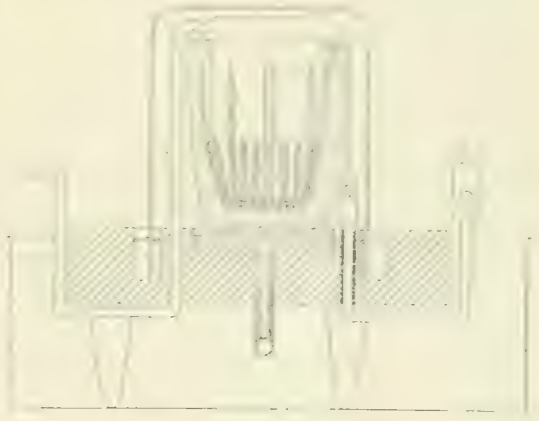


Fig. 1.

communiquer ce sac avec un électroscope dans lequel le vide a été fait au préalable, et on achève de rétablir la pression atmosphérique dans l'électroscope en faisant entrer de l'air par le tube *t*; cet air entraîne l'émanation qui aurait pu rester encore dans le four. La vitesse de décharge de l'électroscope, observée après un temps convenable, mesure la quantité de radium contenue dans le mélange fondu. Dans d'autres expériences, on a employé un four Heraeus à tube de porcelaine; on y introduisait un tube de platine dans l'intérieur duquel se trouvait une

1. [illegible] 7 (1910) [illegible]

2. [illegible] M. Joly [illegible] contenant [illegible] pour [illegible] sont possibles [illegible]

[illegible] quelques grammes d'acide borique, afin d'augmenter la [illegible] complet de l'émanation. La température atteinte a été [illegible] de 1100 à 1150 degrés.

Pour s'assurer que le mode opératoire conduisait bien à un dégagement complet de l'émanation, on a commencé par examiner plusieurs échantillons de granit à chacun desquels on avait ajouté une fraction de mgr. d'une uraninite dont la teneur en radium était connue; cette uraninite avait servi à étalonner l'électroscope pour les mesures en solution, et l'on avait trouvé, en accumulant l'émanation jusqu'à l'équilibre dans une solution acide et très diluée de cette substance, qu'une chute de la feuille de l'électroscope d'une division par heure correspondait à la présence de $0,62.10^{-12}$ gr. de Ra en moyenne. La même substance, incorporée à de la poudre de granit et traitée par la méthode de fusion, a donné pour la constante d'étalonnement des nombres variant entre 0,55 et $0,68.10^{-12}$, les variations s'expliquant suffisamment par le manque d'homogénéité de la poudre d'uraninite. La même uraninite mélangée à des roches basiques a donné un dégagement d'émanation un peu plus faible; mais en ajoutant de l'acide borique, on a retrouvé la valeur de $0,60.10^{-12}$ pour la constante en question. L'accord entre les deux méthodes a donc été très satisfaisant dans ce cas, où il s'agissait d'une matière relativement riche en radium; mais lorsqu'il [illegible] un désaccord considérable se fit voir aussitôt, la méthode de fusion produisant, dans la plupart des cas, un dégagement d'émanation [illegible] pour la méthode de dissolution, laquelle avait été appliquée précédemment aux mêmes roches, avec tout le soin possible pour avoir des solutions limpides. Ainsi, des échantillons de granit de Leinster, qui contenaient, d'après les mesures de M. Fletcher (*Rad.*, 8 [illegible] gr. de substance, ont fait voir une teneur moyenne de $1,8.10^{-12}$ par la méthode de fusion; une série d'andésites [illegible] $0,74.10^{-12}$ par dissolution. Cependant, une série de [illegible] par fusion que dans la solution, sans que l'on ait pu s'en [illegible]

[illegible] l'établissement de l'équilibre et que, d'autre part, les carbo[illegible] [illegible] nement. En tout cas, les expériences de l'auteur sont de nature à jeter un doute sur la valeur de la méthode ordi[illegible] [illegible] d'autre part, elles montrent que la méthode de fusion [illegible] les résultats qui sont au moins de la même exactitude que ceux obtenus en solution.

L. Kowarski.

Sources radioactives exceptionnellement actives à Brembach (Saxe). — **Weidig (M.)** *Zeitschr. f.* [illegible] 12 [illegible] — [illegible] la région de Brembach possèdent une radioactivité très grande, [illegible] 100 unités de Mache. Une source [illegible] dite Neue Quelle, possède une activité de 2000 unités. C'est [illegible] supérieure à tout ce qu'on avait observé jusqu'ici sur les sources thermales.

L. Bloch.

REVUE DES LIVRES

Die Theorie des Modernen Optischen Instrumente. — **Gleichen (A.)**. 1 vol., 16-25, 552 p. [illegible], Stuttgart, 1911. Des progrès très considérables ont été réalisés, ces derniers temps, en ce qui concerne la construction des instruments d'optique. Le livre de M. Gleichen expose d'une façon élémentaire les principes utilisés dans les instruments d'optique moderne. Le lecteur y trouvera une description détaillée, appuyée de schémas et de figures, des derniers modèles d'instruments tels que jumelles, lunettes astronomiques, viseurs d'artillerie, télémètres, microscopes, objectifs photographiques, verres d'optique etc. On s'étonnera peut-être de n'y point voir figurer des réfracteurs et réflecteurs astronomiques. — Le livre de M. Gleichen est sûrement d'une très grande utilité pour tous ceux qui ont à se servir d'instruments d'optique. Il n'exige de son lecteur que des connaissances d'optique géométrique et de mathématiques tout à fait élémentaires. La partie théorique de cette « théorie des instruments d'optique moderne » est réduite au strict nécessaire, mais elle est très bien écrite.

Les chapitres relatifs aux systèmes centrés contiennent des démonstrations élégantes. Il convient de noter en particulier la simplification remarquable qu'introduisent dans l'énoncé des formules fondamentales les notions de vergence (inverses de distances conjuguées dans l'air) et de réfractivité (inverse de la distance focale dans l'air) dues à Gullstrand. L'exposé relatif aux instruments d'optique proprement dits est fait dans un esprit moderne. Une importance particulière y est attachée à la position et à la grandeur des pupilles, dont dépendent essentiellement les qualités optiques d'un instrument.

On trouve dans ce livre des notions élémentaires sur les défauts des systèmes centrés, sur l'aplanétisme, et sur la théorie de vision microscopique d'Abbe. On y lira de plus un chapitre consacré à l'optique de l'œil, et un autre dédié [illegible] numériques, et des problèmes faciles augmentent la valeur [illegible]

[illegible] en ce qui concerne les développements théoriques, car il [illegible] physique. Mais il lira tout de même avec intérêt, le croyons-nous, ce livre clair et facile contenant des [illegible]

L. Wertenstein.

Table analytique des Matières

Contenues dans le Tome 8 du « Radium », de Janvier à Décembre 1911.

Les caractères **gras** *se rapportent aux* **mémoires originaux** *et les caractères ordinaires aux analyses de mémoires.*

Radioactivité

Généralités et théories

Détermination du rapport du poids à la masse pour les corps radioactifs (L. Southerns) 77
La Radioactivité (A. Battelli, A. Occhialini et S. Scheffa) . 91
Sur la radioactivité comme propriété générale des corps (J. Weiss) 545
Radiumnormalmasse und deren Verwendung bei radioaktiven Messungen (E. Rutherford) 551
Méthodes de mesures employées en radioactivité (A. Lacorde) 551
Une limite supérieure de l'action du champ magnétique sur la radioactivité (P. Weiss et A. Piccard) 425

Caractères des corps radioactifs

Sur le mésothorium et le radiothorium (O. Hahn) 14
Sur la volatilisation de l'émanation du radium à basses températures (R. W. Boyle) 15
Mésothorium (W. Marckwald) 75
Sur le dégagement de chaleur par la pechblende (H. Poole) . 75
Sur les rayons γ du thorium et de l'actinium (A. Russell et F. Soddy) 76
Remarque sur la valeur de la constante de temps de l'actinium (J. A. Kovarik) 119
La teneur en radium des sels de potassium (J. Satterly) . 159
Quelques expériences sur l'absorption de l'émanation du radium par le charbon de noix de coco (J. Satterly) . 159
La densité du Niton. Émanation du radium et la théorie de la désintégration (R. W. Gray et W. Ramsay) . . . 209
Sur les rayons β de l'activité induite du thorium (O. v. Baeyer, O. Hahn et L. Meitner) 210
Sur la solubilité de l'émanation du radium dans les liquides organiques. (Eva Ramstedt) 255
Essais de préparation du radium métallique (Hessenbruch) 299
Sur la nature complexe du radium C (K. Fajan) 545
Recul du radium C dans le vide (K. Fajan et W. Makower) 514
L'existence de rayons β du radium D (O. v. Baeyer, O. Hahn et L. Meitner) 514
Sur l'influence des acides et des sels sur la quantité d'émanation dégagée d'une solution de radium (A. S. Eve et D. Meyntosh) 514
Sur la façon dont se comporte l'émanation du radium aux basses températures (R. W. Boyle) 589
Sur l'emploi des courants d'ionisation pour la mesure des teneurs en émanation du radium (W. S. Tilow) . . . 591
Sur une tentative faite pour déceler la conductibilité électrique du radium D (L. Kolowrat) . . . 401
Les mesures de quantités infinitésimales de matières (W. Ramsay) 424
Le poids atomique de l'actinium (F.-S. Loring) 424
Sur la quantité de radium contenue dans quelques minerais d'uranium (W. Marckwald et A. S. Russell) . . . 426
Sur la constante de temps du polonium (Erich Regener) 458

Propriétés du rayonnement

Spectres de raies magnétiques des rayons β (O. v. Baeyer, O. Hahn et L. Meitner) 15
Sur le nombre de particules α, produites par l'uranium en équilibre avec tous ses descendants (J. N. Brown) . 75
Sur la distribution de la vitesse des rayons β d'une substance radioactive (J. A. Gray) 74
La perte de vitesse subie par les particules β en traversant la matière (W. Wilson) 74
Sur les rayons γ primaires et secondaires (D. Florance). 75
Note sur la réflexion diffuse pendant le recul radioactif (W. Makower et S. Russ) 78
Mesure du parcours des particules α de l'uranium par la méthode des scintillations (A. Foch). 101
Nombre de particules α émises par l'uranium, le thorium et les minéraux d'urane (H. Geiger et E. Rutherford) . 159
La probabilité de variations dans la distribution des particules α (E. Rutherford et H. Geiger. Avec une note de H. Bateman) 160
Rayons secondaires produits par les rayons β (J. A. Gray). 211
Sur l'absorption des rayons γ du radium par les solides (S. J. Allen) 212
Sur l'absorption des rayons γ du radium par les liquides (S. J. Allen) 213
L'effet de la température sur le coefficient d'absorption des rayons γ par le fer (W. Wilson) 214
Actions des champs électrique et magnétique sur la charge spontanée du polonium et pouvoir de pénétration des rayons β (F. Hauser) 545
Sur la distribution des intervalles d'émission des particules α du polonium (Mme P. Curie). 554
Dispersion des particules α et β par la matière et structure de l'atome (E. Rutherford) 425
Influence de la forme du condensateur sur l'allure de la courbe de saturation obtenue avec les rayons α (Erich Regener) 461
Nature des rayons γ (Th. Laby et P. W. Burbidge) . . 464
Remarque sur un article de E. Rutherford et H. Geiger, intitulé « La probabilité de variations dans la distribution des particules α » (E. C. Snow) 472
Sur la variation du pouvoir ionisant des rayons β en fonction de leur vitesse (W. Wilson) 472
Sur les nombres relatifs d'ions produits par les particules β de diverses substances radioactives (H. Geiger et A. F. Kovarik) 473
Sur le coefficient d'absorption des rayons β du Ra C dans l'air (A. S. Eve) 474

Transformations radioactives.

Sur l'absorption de l'hélium dans les sels et dans les minéraux (A. Piutti) 13
L'hélium et l'époque géologique (R. J. Strutt) 78
Sur l'accumulation de l'hélium dans les temps géologiques (R. J. Strutt) 78
Note sur la séparation de l'ionium et de l'actinium de certains résidus et sur la production de l'hélium par l'ionium (B. B. Boltwood) 104
Note sur le rapport qu'il y a entre les quantités de substances radioactives en équilibre (H. Mitchel) 119

[illegible] 120
Sur la présence de l'hélium dans les autunites et sur la période de la vie de l'ionium [illegible] 204
Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux actifs [illegible] 260
Sur la variation avec le temps de l'activité de quelques substances radioactives Mme P. Curie. 353
Le thorium et ses produits de désagrégation Mme [illegible] 556
Sur la production de l'hélium par le radium (B. [illegible]) 581
Action de l'émanation du radium sur les sels de thorium [illegible] 617
[illegible] 724
[illegible] 774

Effets des substances radioactives.

[illegible] 15
Sur l'ionisation de l'atmosphère par les substances radioactives [illegible] 65
[illegible] 120
[illegible] 215
Sur quelques effets chimiques des rayons du radium [illegible] 280

Radioactivité des substances communes.

[illegible] 79
[illegible] 79
[illegible] 79
L'équilibre radioactif dans la cotunnite du Vésuve (P. Rossi). 80
[illegible] 500
[illegible] 775

Electronique

Généralités et théories.

[illegible] 16
[illegible] 79
[illegible] 154
[illegible] 160
[illegible] 315
[illegible] 428
[illegible] 428
[illegible] 428

Communication de la matière aux électrons.

Sur l'émission des rayons cathodiques [illegible] 9
[illegible] 80
[illegible] 80
[illegible] 81
Sur la dispersion des rayons β homogènes et la détermination du nombre des électrons contenus dans un atome [illegible] 81
[illegible] 128
Sur la structure et les propriétés des rayons magnéto-cathodiques dans un champ uniforme [illegible] 129
Sur la réalisation du rayonnement matériel d'origine purement thermique. Cinétique expérimentale [illegible] 142
[illegible] 163
Émission d'électrons par le potassium et le sodium chauffés et conductibilité des vapeurs de ces métaux [illegible] 347
Comparaison des rayons canaux dans l'hélium avec les rayons [illegible] 429

Propriétés des électrons.

[illegible] 16
[illegible] 17
Le potentiel disruptif dans un champ magnétique [illegible] 31
Sur la variation de résistance de fils de nickel et de fer placés longitudinalement dans un champ magnétique [illegible] 85
La chaleur développée par l'absorption des électrons dans [illegible] 85
Observation de conducteurs métalliques de très grande [illegible] 85
[illegible] 86
Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique [illegible] 155
[illegible] 161
[illegible] 161
[illegible] 161
[illegible] 162
[illegible] 164
Sur la vitesse initiale des électrons, dans l'effet photoélectrique [illegible] 165
[illegible] 165
[illegible] 165
Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique [illegible] 195
[illegible] 317
A propos de la question de la quantité élémentaire d'électricité [illegible] 317
[illegible] 318
Deux expériences nouvelles sur les rayons magnétiques [illegible] 355
[illegible] 361
[illegible] 361
[illegible] 361
De l'influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'arc [illegible] 428
[illegible] 428

Champ magnétique produit par un condensateur chargé se mouvant dans l'espace (W. F. G. Swann) . 450
Émission et absorption d'énergie par les électrons (S. B. McLaren) . . . 427
Sur les vitesses des électrons produits par la lumière ultraviolette (A. L. Hughes) 429
Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux (J. Ishiwara) 450
Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux (J. Ishiwara) 450
L'étude expérimentale du phénomène de Hall et la théorie électronique des métaux (O. M. Corbino) 450
Sur la théorie électronique des cristaux métalliques mixtes (A. C. Bersohelli) 450
Sur les électrons (W. Wien) 447
La théorie corpusculaire de l'électricité. Les Électrons et les Ions (P. Duhem) 448

Mécanique électromagnétique.

La théorie électromagnétique et le bleu du ciel (P. Langevin) 17
La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires (P. Zeeman et B. Winawer) . 18
La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires (P. Zeeman et B. Winawer). 19
Effets Zeeman longitudinal et vertical observés sur les lignes D du sodium et la raie verte du mercure (H. Nagaoka) 20
Sur un nouveau type de transport (H. Nagaoka) 21
Différences dans les variations de fréquence observées dans l'effet Zeeman longitudinal et transversal (Nagaoka et Takamine) 21
Mesures sur le phénomène de Zeeman. Changements magnétiques des raies d'émission des corps à l'état gazeux (A. Cotton) 55
Sur la dispersion de la lumière par la vapeur de potassium (P. V. Bevan) 85
La séparation magnétique des raies d'absorption et le spectre des taches solaires (P. Zeeman et B. Winawer) 86
Sur le phénomène de Zeeman présenté par les groupes de raies des spectres du type II (A. Dufour) 97
Spectre de résonance de l'iode ; sa transformation en spectre de bandes en présence de l'hélium (R. W. Wood) . . 165
Sur la détermination du nombre des particules vibrantes dans les vapeurs, les solutions et les gaz luminescents (E. Rothschild) 166
Distribution des lignes isodynamiques entre les pôles d'un électro-aimant et anomalies du phénomène de Zeeman. (O. M. Corbino) 166
Décomposition magnétique des raies d'absorption dans son rapport avec le spectre des taches solaires (P. Zeeman et B. Winawer) 166
Sur la raie 5789,88 du mercure dans le champ magnétique (P. Gruzes) 167
Spectres de bandes d'après quelques notes manuscrites de Ritz et une conversation (P. Weiss) . 177
Sur la séparation magnétique des raies spectrales du calcium et du strontium (B. E. Moore) 559
La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman (A. Cotton) 565
Sur la pureté des raies spectrales lorsque l'intensité varie rapidement. Note au travail « La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman » (A. Cotton) 404
La question des centres d'émission des raies de série (J. Stark) 454
Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport d'intensité des différents ordres d'interférence (P. Koch). 455
Considérations relatives à l'action simultanée des champs électrique et magnétique sur la radiation lumineuse : expériences qu'elles suggèrent (P. Zeeman) . . . 455
Dispersion rotatoire magnétique anomale et absorption sélective (G.-J. Elias) 455
Sur la question de la dissymétrie du triplet de Zeeman (W. Voigt) 455
Sur la comparaison des écarts des doublets magnétiques observés parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique (A. Dufour) 455
Sur la structure de quelques raies spectrales et sur leurs effets Zeeman dans les champs magnétiques faibles (H. Lundland) 455
Le phénomène de Zeeman relatif au chrome (H. D. Babcock) 456
L'effet Zeeman sur la raie 5789,88 du mercure (H. Lundland) 456
Études des raies d'absorption au moyen de l'échelon et influence des gaz étrangers sur les raies d'absorption (Ch. Fuchtbauer) 442
Sur les spectres de bandes (G. Fortrat) 442
L'effet Zeeman positif dans les gaz et la théorie de Ritz (A. Cotton) 449
Remarques sur la théorie de Ritz du phénomène de Zeeman (R. Fortrat) 456

Diélectricité et magnétisme.

Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton (P. Weiss). 501
Sur l'amortissement des vibrations d'une sphère diélectrique, et sur le rayonnement émis par un électron vibrant (J. W. Nicholson) 515
Propriétés magnétiques des couches de fer électrolytique (W. Kaufmann et W. Meier) 452
Sur les susceptibilités magnétiques de certains composés (A. E. Oxley) 455
Recherches sur le magnétisme. Le para et le diamagnétisme aux basses températures (H. Kamerling Onnes et A. Perrier) 455
Lignes de force dues à des charges statiques données (N. Mallik) 454

Radiations

Généralités et théories.

Isolement de rayons calorifiques de grande longueur d'onde à l'aide de lentilles de quartz (H. Rubens et R. W. Wood) 77
Sur la théorie du rayonnement (J. J. Thomson) . . . 87
Sur les systèmes mécaniques autres que celui de Newton, et sur la théorie du rayonnement de Planck (J. H. Jeans) . 88
Sur les discontinuités dans l'émission de la lumière (N. Campbell) 89
Action de la température sur la fluorescence et l'absorption (C. R. Gibbs) 90
Une nouvelle théorie émissive de la lumière (J. Trowbridge). 165
Étude expérimentale de la pression de la lumière sur les gaz (P. Lebedew) 165
The Pressure of Light (J. H. Poynting) 257
Sur un théorème du calcul des probabilités et son application à la théorie du rayonnement (A. Einstein et L. Hopf). 321
Étude statistique du mouvement d'un résonateur dans un champ de rayonnement (A. Einstein et L. Hopf) . 321
La notion de probabilité dans la théorie du rayonnement (P. Debye) 321
Sur la théorie de l'énergie radiante (A. Joffé). 322
Les équations d'Hamilton et la répartition d'énergie entre la matière et le rayonnement (S. B. McLaren) . 322
Transformation des coordonnées d'espace et de temps en passant d'un système en repos à un système en mouvement (Ph. Frank et H. Rothe). 322

[illegible] 722
[illegible] 725
[illegible] 725
[illegible] 724
Le problème de la rotation uniforme d'un cylindre circu- [illegible] 724
[illegible] 725
[illegible] 725
[illegible] 725
Est-ce que l'angle d'aberration mesure la vitesse des ondes [illegible] 725
[illegible] 731
[illegible] 732
Dynamique d'un gaz parfait au point de vue de la théorie [illegible] 732
[illegible] 732
[illegible] 732
Le principe de relativité et la conservation de la quantité [illegible] 732
Application du calcul vectoriel aux fondements de l'optique géométrique (A. Sommerfeld et J. Runge) 456
[illegible] 444

Propriétés des radiations.

L'action de la pression sur l'absorption du rayonnement [illegible] 21
Études sur le spectre électrique dans le domaine des très [illegible] 21
Note préliminaire sur les propriétés des rayons X parlat- [illegible] 80
Études sur le spectre électrique dans le domaine des [illegible] 90
[illegible] 91
[illegible] 92
[illegible] 92
[illegible] 92
[illegible] 92
[illegible] 95
Sur la diffraction de la lumière par les molécules (H. A. [illegible] 121
[illegible] 131
Strioscope et strioographe interférentiels. Forme interférentielle de la méthode optique des stries [illegible] 241
Sur la production d'un rayonnement Röntgen caractéristique [illegible] 280
[illegible] 288
Sur des rayons de longueurs d'onde extrêmement grandes émis par la lampe à mercure en quartz [illegible] 150
[illegible]
[illegible]
[illegible]
Une nouvelle émission [illegible] de l'étincelle (R. W. Wood) . . . 527
Sur la lumière ultraviolette émise par [illegible] (A. L. Hughes) . . . 528
Sur le rayonnement du manchon Auer et des corps amorphes en général (A. Lux) . . . 529
Le pouvoir réflecteur du noir de fumée et du noir de platine (J. Lemm) . . . 529
Vérification de la loi de Stefan à l'aide d'un four Méker (J. Fischer) . . . 530
Sur le pouvoir émissif de cavités en forme de coins et leur usage pour mesurer les températures (C. E. Men- [illegible] 530
Réfraction et dispersion de la lumière dans quelques gaz [illegible] 530
Sur la dispersion anormale des corps colorés et actifs [illegible] 531
Sur l'absorption sélective et la diffusion anormale de la lumière dans une couche gazeuse (W. H. Julius) 531
Observations relatives à la dispersion anormale de la lumière [illegible] 532
Rapport de l'émission à l'absorption de l'hydrogène incan- [illegible] 533
Sur le rapport de l'émission à l'absorption par des corps [illegible] 533
Dispersion de la lumière par la vapeur des métaux alca- [illegible] 533
Sur l'absorption de l'oxygène dans l'ultra-violet (H. V. [illegible] 533
Dispersion et absorption par le chrome et par le manganèse métalliques pour le spectre visible et le spectre [illegible] 534
[illegible] 534
Réseau en échelette pour l'infra-rouge (R. W. Wood) . . 535
[illegible] 535
Note sur la mesure de l'indice de réfraction des liquides [illegible] 542
Recherches sur l'influence du champ magnétique sur l'effet [illegible] 544
La production de la lumière par les rayons canaux (G. S. [illegible] 545
Remarques au sujet des expériences de E. Marx sur la [illegible] 546
[illegible] 546
[illegible] rayons Röntgen; nouvelles expériences sur le rayonne- [illegible] 547
Sur l'énergie et la distribution des rayons X diffusés par [illegible] 548
[illegible] 549
[illegible] (R. W. Wood) [illegible] 549
[illegible] 550
[illegible] grande longueur d'onde par les réseaux de fils métal- [illegible] 551
Sur l'effet photo-électrique dans l'infra-rouge et quelques [illegible] 559
[illegible] 559
[illegible] 559
[illegible] 559
[illegible] 559
[illegible] 560
[illegible] 561
[illegible] 561

Intensité du rayonnement Röntgen secondaire homogène émis par les composés chimiques (J. C. Chapman et E. D. Gleist) 445
Mollissement apparent des rayons Röntgen par leur passage à travers la matière (Ch. A. Sadler et A. J. Steven) 445
Note sur l'énergie du rayonnement X hétérogène (Ch. G. Barkla) 446
La distribution des rayons X secondaires et la théorie des pulsations électromagnétiques (C. G. Barkla et J. Ashby) 446
Dispersion électrique de l'eau et de l'alcool éthylique pour les ondes très courtes (H. Merczyng) 447

Phosphorescence.

Fluorescence et spectre de bandes de l'oxygène (W. Steiling) 22
Sur la phosphorescence invisible (W. E. Pauli) . . . 22
Une relation entre l'absorption et la phosphorescence (L. Bruninghaus) 147
Théorie de l'opalescence des fluides homogènes et des mélanges fluides au voisinage du point critique (A. Einstein) 214
Sels phosphorescents de cadmium et de sodium (G. W. Waggoner) 215
Étude de la phosphorescence de courte durée de certains composés (C. A. Zeller) 215
Études sur la luminescence (E. L. Nichols et E. Merritt) . 215
Recherches sur la luminescence (E. L. Nichols et E. Merritt) 215
Mesures de la vitesse de décroissance de la phosphorescence des gaz (C. C. Trowbridge) 216
Tribolumineescence de l'uranium (A. C. G. Egerton) . . 217
Recherches sur la thermoluminescence (C. A. Pierce) . 217
Phosphorescence ultra-violette et infra-rouge (W. E. Pauli). 217
Effet des rayons rouges et infra-rouges sur la décroissance de la phosphorescence dans le sulfure de zinc (H. E. Ives et M. Luckiesh) 217
Nouvelles études sur les insectes lumineux (H. E. Ives). 218
Destruction de la fluorescence des vapeurs d'iode et de brome par la présence d'autres gaz (R. W. Wood) . . 342
Influence sur la fluorescence de l'iode et du mercure des gaz ayant des affinités différentes pour les électrons (J. Franck et R. W. Wood) 343
Sur la fluorescence sous l'action des rayons cathodiques de la vapeur de sodium (R. W. Wood et R. W. Gale) . . 343
Application d'une hypothèse sur la valence aux phénomènes de fluorescence (J. Stark) 344
Sur la loi de Stokes et sur une relation générale entre l'absorption et la phosphorescence (L. Bruninghaus) 411
Absorption par fluorescence et loi de Lambert pour la fluorescence (F. Kaempf) 443

Effets physiques et chimiques des radiations.

Limite supérieure d'un effet tourbillonnaire optique dû à un entraînement de l'éther lumineux au voisinage de la Terre (G. Sagnac). . . . 1
Remarques sur l'effet Döppler-Fizeau à propos de l'étude des vitesses radiales du soleil (A. Cotton) 9
Sur la décomposition de l'ozone par la lumière ultra-violette (E. von Bahr) 22
Cause de la sensibilité du sélénium à la lumière (C. Ries) . 340
Propriétés électriques du sélénium lumino-positif et lumino-négatif (F. C. Brown) 340
Sur la nature du retour du sélénium lumino-positif ou lumino-négatif à son état primitif (F. C. Brown). . . . 341
Actions chimiques spécifiques des rayons canaux de divers éléments (H. v. Dechend et W. Hammer) 346
Actions chimiques des rayons canaux (V. Kohlschütter). 346
Courbes de gradation de plaques au gélatino-bromure dans l'ultra-violet (E. Stangee) 444

Spectroscopie.

Spark Spectra of the metals (Ch. E. Gissing) 208
Sur les spectres présentés par plusieurs gaz dans la région de Schumann (Th. Lyman) 336
Sur la spectroscopie de l'oxygène (H. Kayser). 336
Régularités dans le spectre du néon (H. E. Watson) . . 336
Sur le spectre de l'arc de Poulsen (E. O'Connor). . . . 337
Le spectre d'absorption du brome aux températures élevées (L. J. Evans) 337
Sur la théorie du spectre secondaire (H. Haeting). . . . 337
Recherches photométriques sur la structure de quelques raies spectrales (H. Brotherus) 337
Sur la mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales (P. P. Koch) 337
Sur les spectres de dissociation et leurs propriétés générales (A. De Gramont) 337
Sur le déplacement des raies spectrales produit par la pression (R. Rossi) 338
Variations d'intensité de quelques lignes des spectres de l'hydrogène, de l'argon et de l'hélium en fonction de la pression et du courant (P. G. Nutting et O. Tugman). . 338
Sur la constitution intime des raies spectrales du mercure (M. Guillotel) 338
Sur la résolution des lignes spectrales du mercure (J. C. Mac Lennan et L. N. Macallenn) 339
Sur quelques phénomènes spectraux qui accompagnent le soufflage de l'étincelle par un champ magnétique (C. A. Hemsalech) 339
Courbure des raies spectrales produites par un réseau plan (L. Biske). 339
Sur la loi du déplacement spectrophotométrique (S. Pokrowsky) 341
Sur la sensibilité de l'œil aux variations de longueur d'onde dans la région jaune du spectre (Rayleigh). . . 341
La limite de visibilité dans le rouge (H. P. Gage). . . . 342
Quelques spectres infra-rouges (H. M. Randall) 440
Sur les spectres d'absorption du lithium et du cœsium (P. V. Bevan) 441
Sur la possibilité d'une différence entre les spectres d'émission et d'absorption (T. Krawitz) 442
L'effet de la pression sur le spectre d'arc du vanadium (R. Rossi) 442
L'effet de la pression sur les spectres donnés par le four électrique (A. S. King) 443
Étude spectroscopique de l'auréole de l'arc électrique (A. Hagenbach et H. Hertenstein) 443
Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres de fluorescence et d'absorption sélective (H. Du Bois et G.-J. Elias) 444

Ionisation

Généralités et Théories.

Théorie de l'ionisation des gaz par choc (J. S. Townsend) . 96

Circonstances de formation des ions.

Forces agissant sur la surface d'une pointe qui se décharge dans l'air (A. P. Chattock) 23
Sur l'ionisation au voisinage d'une pointe qui se décharge dans l'air (A. P. Chattock et A. M. Tyndall). . . . 24
Décharge électrique aux très petites distances (C. Hoffman). 24
Sur les différences qu'on observe dans l'effet photo-électrique suivant qu'il est produit par de la lumière incidente ou émergente (O. Stuhlmann). 25
Sur la polarisation des rayons X et leur efficacité pour produire des rayons cathodiques rapides (L. Vegard) . . . 25
Deuxième détermination de la vitesse des rayons Röntgen (E. Marx) 2

[illegible] 27
[illegible] 27
[illegible] 28
[illegible] 29
[illegible] 29
[illegible] 29
Les petits ions dans les gaz issus des flammes M. [illegible] 106
Effet de la temperature sur l'ionisation d'un gaz [illegible] 108
De l'action de la lumiere ultra-violette de très courte longueur d'onde sur les gaz et sur une source très puissante de ces rayons [illegible] 115
[illegible] 170
[illegible] 170
[illegible] 171
[illegible] 171
[illegible] 172
[illegible] 172
[illegible] 175
[illegible] 175
Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs. Activité et luminescence du sulfate de quinine. M. [illegible] 181
[illegible] 219
[illegible] **polonium et sur les quantités d'énergie relatives néces-** [illegible] 219
[illegible] 220
[illegible] 221
Action de la distance sur la décharge électrique entre une [illegible] 225
Distribution de la décharge entre une pointe et un plan [illegible] 225
entre une pointe et une demi-sphère (F. A. Auer). [illegible] 225
[illegible] 225
Influence des gaz dégagés par la cathode sur la chute [illegible] 224
[illegible] 225
Répartition du champ électrique dans l'espace obscur de [illegible] 227
[illegible] 227
Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs. Activité et luminescence du sulfate de quinine [illegible]
[illegible] **pour découvrir un effet de fatigue dans la produc-** [illegible] 314
[illegible] 314
[illegible] 314
Conductibilité électrique et réactions chimiques G. Reboul [illegible] 376
[illegible] 394
Décharge d'électricité positive par les corps chauffés W. Wilson [illegible] 395
Sur la décharge d'électricité positive par le phosphate de [illegible] 395
Note sur l'électrisation de l'eau au voisinage des chutes [illegible] 396
Ionisation des gaz lourds par les rayons X R.-T. Beatty [illegible] 396
Sur l'émission des charges positives par les métaux chauffés [illegible] 406
Note sur la manière dont se comportent les cathodes en chaux incandescente R. S. Willows et T. Picton [illegible] 417
Sur la formation de stries de poussière par l'étincelle électrique S. Marsh et W. H. Nottage [illegible] 417

Propriétés générales des ions.

[illegible] 25
La diffusion des ions gazeux (Ed. Salles) [illegible] 39
[illegible] 95
Sur la mobilité de l'ion positif dans les gaz aux basses pressions G. W. [illegible] 115
Détermination de la charge de particules de brouillard [illegible] 168
[illegible] 168
[illegible] 168
[illegible] 169
[illegible] 169
[illegible] 218
[illegible] 218
Coefficients de recombinaison des ions dans l'oxyde de carbone et d'hydrogène H. A. Erikson [illegible] 219
[illegible] 221
[illegible] 222
Etude de quelques propriétés spectroscopiques et électriques de l'arc entre métaux (C. Fabry et H. Buisson) [illegible] 227
[illegible] 248
[illegible] **flammes** (H. A. Wilson) [illegible] 302
[illegible] A. Mulkan et H. Pélabon [illegible] 305
[illegible] 305
Sur la mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé dans les gaz aux basses pressions G. W. [illegible] 405

Ionisation des liquides et des solides.

[illegible] 228
Sur la conductibilité dissymétrique des électrolytes dans [illegible] 228
L'ionisation des carbures d'hydrogène liquides [illegible] 235
Sur l'effet actinoélectrique dans les phosphores alcalino- [illegible] 248
[illegible] 250

Perturbation électrique et conductibilité électrique des solutions salines aqueuses (J. Cavalletto) . . . 29

Atomistique

Atomes, molécules et valence.

Sur la forme de la molécule (D. Kleeman) . . . 50
Énergie potentielle des molécules et des électrons (W. Sutherland) . . . 50
Propriétés des Atomdynamik (J. Ed. Die Elektronen Quanten) (J. Stark) . . . 51
Sur la forme de l'atome (R. D. Kleeman) . . . 122
Relations des poids atomiques (E. H. Loomis) . . . 125
Relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes, application au cas de l'emanation du radium (A. Bannow) . . . 125
Nouvelles déterminations de quelques constantes des gaz inertes (C. Ramsay) . . . 125
Attraction moléculaire (Mills) . . . 124
Extrapolation au contact et ses relations avec la densité superficielle des corps et leur degré de dissociation ionique (N. Hissink) . . . 167
La constitution électronique et les propriétés chimiques des substances (R. D. Kleeman) . . . 124
Recherches pour déterminer la loi d'attraction chimique entre les atomes à partir de données physiques (R. D. Kleeman) . . . 124
Contribution à la théorie du mouvement vertical brownien et applications (H. Lemoine) . . . 251
Vérification de la théorie du mouvement brownien et détermination de la valeur Ne pour l'ionisation des gaz (H. Lemoine) . . . 279
Les bases cinétiques du principe de Nernst (O. Sackur) . . . 206
Le [illegible] (W. Nernst) . . . 229
Relation entre la densité, la température et la pression des substances (R. D. Kleeman) . . . 229
La chaleur de mélange des substances et la distribution des molécules dans un mélange (R. D. Kleeman) . . . 250
Vitesse finale de chute des petites sphères dans l'air sous pression réduite (J. W. Mac Keehan) . . . 251
Crystalline structure and chemical constitution (A. E. H. Tutton) . . . 259
Loschmidt und der kosmische Raum (Lowenstein) (H. Hanzlowsky) . . . 448
Thermodynamik physikalischen Chemie (E. Baur) . . . 448
Lehrbuch der Katalyse (Wilhelm Ostwald) . . . 448

Actions moléculaires diverses.

Diffusion (J. M. Van Bemmelen) . . . 31
Recherches sur l'aimantation à très basse température (P. Weiss et H. Kamerlingh Onnes) . . . 125
Sur le diamètre rectiligne de l'oxygène (H. Kamerlingh Onnes et J. Matthias) . . . 251

Phénomènes cosmiques

Astrophysique.

Comète ed Elettroni (A. Riccò) . . . 51
Mesure de la diminution de l'éclat de la lune pendant l'éclipse du 16-17 novembre 1910 (J. Elster et H. Geitel) . . . 126
Sur quelques applications de l'étude de la polarisation en astronomie (P. Salet) . . . 156
Sur la périodicité des taches solaires (A. Schuster) . . . 252
Sur les conséquences régulières d'une rotation irrégulière dans le Soleil (W. H. Julius) . . . 252
Sur l'ordre dans lequel se suivent les formes chimiques dans les spectres des étoiles (N. Lockyer) . . . 253
Recherches sur la nature des couches supérieures de l'atmosphère (A. Wegener) . . . 253
Méthode simple pour la détermination du rayonnement nocturne proposée par K. Angström (A. K. von Angström) . . . 254
Le calcul de la constante solaire (C. G. Abbot et F. E. Fowle) . . . 520
Application de l'interféromètre à l'étude des nébuleuses (C. Fabry et H. Buisson) . . . 596
Sur la formation des soleils (C. Anjel) . . . 475
Influence des planètes sur la formation des taches solaires (A. Schuster) . . . 475
Les lignes H et K dans le spectre des différentes parties du disque solaire (W.-H. Julius) . . . 476
Mouvements et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires et en d'autres régions particulières. I (C. E. St. John) . . . 477
L'absorption sélective de la radiation solaire dans l'atmosphère terrestre et sa variation avec l'altitude (A. Bemporad) . . . 478

Électricité atmosphérique.

Notice sur la conductibilité électrique de l'atmosphère sur la Schneekoppe (K. Kähler) . . . 126
Observations d'électricité atmosphérique faites à l'île Petermann pendant le séjour de l'expédition Charcot (Rouch). 126
Mesures d'électricité atmosphérique sur l'Adriatique et la Méditerranée (A. Gockel) . . . 126
Sur le collecteur à ionium (K. Bergwitz) . . . 127
Sur quelques données actuelles relatives à l'électricité de la pluie (A. B. Chauveau) . . . 155
Sur les mesures récentes du courant vertical de conductibilité entre l'atmosphère et le sol (A. B. Chauveau) . . . 187
Quelques déterminations de la conductibilité de l'air dans la Haute Cordillère de Bolivie (W. Knoche) . . . 256
Recherches sur l'état électrique de l'air dans des grottes et des caves (J. Schumann) . . . 526
Sur un changement dans l'intensité du rayonnement pénétrant à la surface de la terre observé pendant le passage de la comète de Halley (A. Thomson) . . . 256
Bulletin de l'Observatoire de l'Ebre . . . 288
La radiation pénétrante sur la mer (D. Pacini) . . . 507
Contribution à l'étude des relations existant entre les circulations atmosphériques, l'électricité atmosphérique et le magnétisme terrestre (A. Vialay) . . . 552
Sur l'éclair sphérique (W.-M. Thornton) . . . 597
Étude et enregistrement des orages. Leur prévision (V. Tellevin) . . . 419
Sur un électromètre enregistreur à filament de carbone (P. Villard) . . . 469
Dispersion électrique et potentiel atmosphérique à Tunis durant le passage de la comète de Halley (C. Accolla). 478
L'intensité à différentes altitudes de la radiation pénétrante provenant du sol et la radiation secondaire qu'elle produit (J. C. Mc Lennan et E. N. Macallum) . . . 478
Mesures de la radiation pénétrante en ballon (A. Gockel). 479

Magnétisme terrestre.

Sur la nature des variations séculaires du magnétisme terrestre et la détermination de leur origine à l'intérieur de la terre (Fr. Bidlingmaier) . . . 127
Ueber die Variationen des Erdmagnetismus. Sur les variations du magnétisme terrestre (L. Lyst) . . . 156
Aspects plus étendus de recherches sur le magnétisme terrestre (J. A. Baker) . . . 274
Ueber erdmagnetische Ablenkungsbeobachtungen. Sur les observations de déflexion dans l'étude du magnétisme terrestre (J. Lyst) . . . 288

[illegible] 478

Perturbations électriques et magnétiques.

Sur l'origine des orages magnétiques (A. Schuster) . . . 255
[illegible] 255

Radioactivité et géologie.

[illegible] 127
Les nitrates dans l'atmosphère des régions australes (A. [illegible]) 127
[illegible] 256
[illegible] 257
Sur le rapport de l'argon à l'azote dans les gaz des sources thermales (B. Walter) 257
[illegible] 797
[illegible] 797
[illegible] 479
[illegible] 480

Technique

Appareils.

[illegible] 51
Effets de la lumière sur l'isolement par le soufre (F. W. [illegible]) 512
Microamperemetre enregistreur (A. [illegible]) 788

Traités généraux.

Optique appliquée: calcul des lentilles employées dans les appareils de projection (A. [illegible]) . 52
[illegible] 95
[illegible] 95
Elements de calcul vectoriel (C. Burali-Forti et R. Marcolongo) . . . 95
[illegible] 96
Conduction of Electricity through Gases and Radioactivity (E. K. M. [illegible]) . . . 128
Les principes et methodes de l'optique geometrique, en vue de leur application spéciale à la theorie des instruments d'optique (J. P. C. Southall) 208
[illegible] 257
Kurzes Lehrbuch der Radioaktivität (Précis de Radioactivité) (F. [illegible]) 278
Cours de mécanique rationnelle et expérimentale (H. Bouasse) 278
[illegible] 278
[illegible] 279
[illegible] 240
[illegible] 798
[illegible] 798
[illegible] 799
[illegible] 799
[illegible] 400
[illegible] 480

Table alphabétique par noms d'auteurs

A

ABBOT (C. G.) et FOWLE (F. E.)
La valeur de la constante solaire 520
ACCOLLA (C.) :
Dispersion électrique et potentiel atmosphérique à Turin durant le passage de la comète de Halley . 478
ALLEN (S.) :
La fatigue photo-électrique des métaux . 171
ALLEN (S. J.)
Sur l'absorption des rayons γ du radium par les solides 212
ALLEN (S. J.) :
Sur l'absorption des rayons γ du radium par les liquides. 215
ANDRÉ (C.)
Sur la formation des soucis . . 475
ANGSTRÖM (A. K. son) :
Méthode simple pour la détermination du rayonnement nocturne proposée par K. Angström . 274
ARRHENIUS (S.)
Théorien der Chemie 250
ASTON (F. W.)
Répartition du champ électrique dans l'espace obscur de Crookes 229
AUST (F. A.) :
La décharge électrique dans les gaz à différentes pressions entre une pointe et une demi-sphère. . 225

B

BALCOCK (H. D.)
Le phénomène de Zeeman relatif au chrome . . . 458
BAUDEKER (K.) :
Die Elektrischen Erscheinungen in Metallischen Leitern. 128
BAUDEKER (K.) :
Sur la théorie électronique de la thermo-électricité . 426
BAEUMWALD (H.) .
Recherches sur l'influence du champ magnétique sur l'effet Doppler des rayons canaux . . 544
BAEYER (O. v.), HAHN (O.) et MEITNER (L.)
Spectres de raies magnétiques des rayons β 45
BAEYER (O. v.), HAHN (O.) et MEITNER (L.) :
Sur les rayons β de l'activité induite du thorium. . 210
BAEYER (O. v.), HAHN (O.) et MEITNER (L.)
Existence de rayons β du radium D 514
BAHR (EVA VON) :
L'action de la pression sur l'absorption du rayonnement ultra-rouge par les gaz. 21
BAHR (EVA VON) :
Sur la décomposition de l'ozone par la lumière ultra-violette 22
BARKLA (CH.) :
Sur les cas typiques d'ionisation par les rayons X. . 28
BARKLA (CH. G.) :
Note sur l'énergie du rayonnement X hétérogène. . 446
BARKLA (C. G.) et AVERS (T.)
La distribution des rayons X secondaires et la théorie des pulsations électromagnétiques. . 446
BARNETT (S. J.) :
Sur le mouvement de l'éther dû à un champ électromagnétique constant 451
BATELLI (A.), OCCHIALINI (A.) et CHELLA (S.)
La Radioactivité. 96
BATES (F. W.) :
Effets de la lumière sur l'isolement par le soufre 512
BAUER (L. A.) :
Aspects plus étendus de recherches sur le magnétisme terrestre. 274
BAUR (E.) :
Themen der physikalischen Chemie. . 448
BEATTY (R. T.)
Sur la production de particules cathodiques par un rayonnement Röntgen homogène, et sur leur absorption par l'hydrogène et par l'air . 27
BEATTY (R. T.)
Ionisation des gaz lourds par les rayons X 596
BEATTY (R. V.) :
Sur une dissymétrie dans l'émission des particules cathodiques produites par le rayonnement secondaire homogène 80
BECKMAN (E.)
Charge de l'électron 46
BEMMELEN (J. M. VAN) :
L'absorption 51
BEMPORAD (A.)
L'absorption sélective de la radiation solaire dans l'atmosphère terrestre et sa variation avec l'altitude 478
BERGWITZ (K.)
Sur le collecteur à ionium 127
BERNOULLI (A. L.) :
Sur la théorie électronique des cristaux métalliques mixtes 450
BEVAN (P. V.) :
Sur la dispersion de la lumière par la vapeur de potassium 85
BEVAN (P. V.)
Sur les spectres d'absorption du lithium et du césium 441
BEVAN (P. V.) :
Dispersion de la lumière par la vapeur des métaux alcalins. 555
BIALOBJESKI :
L'ionisation des carbures d'hydrogène liquides. 295
BIDLINGMAIER (FR.) :
Sur la nature des variations séculaires du magnétisme terrestre et la détermination de leur origine à l'intérieur de la terre 127
BISKE (F.) :
Courbure des raies spectrales produites par un réseau plan. 579
BLOCH (E.) :
Le potentiel disruptif dans un champ magnétique. 51
BLOCH (L.) :
Recherches sur les actions chimiques et l'ionisation par barbotage 552
BOLTWOOD (B. B.) :
Note sur la séparation de l'ionium et de l'actinium de certains résidus et sur la production de l'hélium par l'ionium. 104
BOLTWOOD (B. B.) et RUTHERFORD (E.) :
Sur la production de l'hélium par le radium. 581
BORN (M.) et LADENBURG (R.) :
Sur le rapport de l'émission à l'absorption par des corps très absorbants 575
BOUASSE (H.) :
Cours de mécanique rationnelle et expérimentale. . 258
BOUASSE (H.) :
Étude des symétries 258
BOUASSE (H.)
Cours de physique conforme aux programmes des certificats et de l'agrégation de physique. 598
BOYLE (R. W.) :
Sur la volatilisation de l'émanation du radium à basses températures . 15

Boyle (R. W.) :

[illegible] 780

[illegible] 16

[illegible]

Les petits ions dans les gaz issus des flammes. 106

[illegible]

Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs. Activité et luminescence du sulfate de quinine 181

[illegible]

Sur certains effets d'ionisation des gaz observés en présence de corps non radioactifs Activité et luminescence du sulfate de quinine 275

[illegible]

[illegible] 557

[illegible] 540

[illegible] 541

Brown J. N. :

Sur le nombre de particules α, produites par l'ura- [illegible] 77

Bruch H.

[illegible] 227

Brunhes (L.) :

Une relation entre l'absorption et la phosphorescence [illegible] 157

Brunhes L.

Sur la loi de Stokes et sur une relation générale entre l'absorption et la phosphorescence 411

[illegible]

[illegible]

[illegible]

C

[illegible]

Campbell (N.) :

[illegible] 452

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible] 441

Chaman J. C. et Guest E. D.

Intensité [illegible] 445

Chatelinskaya A.

Conductibilité [illegible] 228

Chattock (A. P.) :

[illegible] 25

Chattock A. P. et [illegible]

[illegible] 24

Chauveau A. B.

[illegible] 155

Chauveau A. B.

Sur les mesures recentes du courant vertical de conductibilité entre l'atmosphère et le sol 187

Chéneveau Ch.

[illegible] 170

Cho J. H.

Effet de la température sur l'ionisation d'un gaz. 198

Chung (R. K. Mc) :

[illegible] 128

Coblentz W. W.) :

Rayonnement sélectif de substances varices . . 459

Coblentz W. W.

Le pouvoir réflecteur de differents métaux. 459

Colson A.

[illegible] 259

Commino (O. M.) :

[illegible] 16

Commino (O. M.) :

[illegible] théorie électronique des métaux 450

Cornu A.

Remarques sur l'effet Doppler Fizeau, à propos de l'étude des vitesses radiales du soleil 9

Cornu A.

Mesures sur le phénomène de Zeeman. Changements magnétiques des raies d'emission des corps à l'état gazeux 73

Cornu A.

La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman. 565

Cornu A.

Sur la pureté des raies spectrales lorsque l'intensité varie rapidement. Note au travail « La théorie de Ritz du phénomène de Zeeman » . . 604

Cornu A.

L'effet Zeeman positif dans les gaz et la théorie de Ritz . . 640

Crowther (J. A.) :

Sur la dispersion des rayons β homogènes et la determination [illegible] un atome . 81

Crowther J. A.

[illegible] daire autour du radiateur 550

Crowther J. A.

[illegible]

Curie (P.) :

Sur la variation avec le temps de l'activité de quelques substances radioactives [illegible]

Curie (Mme P.).
Sur la distribution des intervalles d'émission des particules α du polonium 554
Curie (Mme P.).
Du Radioactivité . . . 509
Curtiss (C.).
Nouvelles déterminations de quelques constantes des gaz inertes 125
Czerny (P.).
Sur les théories de la thermoélectricité. Comment elles sont vérifiées par les plus récentes données expérimentales . . 428

D

Daniels (F.).
Recherches sur la polarisation rotatoire . . 288
Debye (P.) :
La notion de probabilité dans la théorie du rayonnement 521
Debye (P.) :
Sur la théorie des électrons dans les métaux. . . . 17
Dechend (H. v.) et Hammer (W.) :
Actions chimiques spécifiques des rayons canaux de divers éléments. 546
Donaldson (H. et Stead G.) :
Le problème d'une rotation uniforme traité au point de vue du principe de relativité 524
Dember (C.) et Seek (H.) :
Sur les différentes influences des rayons α, β et γ sur la couleur des corps solides 15
Drude, Marcel Boll, Paul Langevin :
Précis d'optique 257
Du Bois (H.) :
Polarisation sans diffraction des rayons calorifiques de grande longueur d'onde par les réseaux de fils métalliques 457
Drumaux (P.) :
La théorie corpusculaire de l'électricité. Les électrons et les ions. 448
Du Bois (H.) et Elias (G.-J.) :
Influence de la température et du champ magnétique sur les spectres de fluorescence et d'absorption sélective 444
Dufour (A.) :
Sur le phénomène de Zeeman présenté par les groupes de raies des spectres du type II. 97
Dufour (A.) :
Sur la comparaison des écarts des doublets magnétiques observés parallèlement ou perpendiculairement au champ magnétique 455
Dunoyer (L.) :
Sur la réalisation du rayonnement matériel d'origine purement thermique. Cinétique expérimentale 142
Dunoyer (L.) :
Sur une nouvelle circonstance de formation des rayons cathodiques 164

E

Earhart (R. F.).
Sur la décharge électrique à travers les gaz à diverses températures 164
Earhart (R. F.) et Pote (F. W.).
Distribution de la décharge entre une pointe et un plan à des pressions variables. 225
Eccles (W. H.) et Airey (M. H.).
Note sur les ondes électriques qui se produisent dans la nature. 255
Egerton (A. C. G.) :
Luminescence de l'uranium 217
Einstein (A.) :
Théorie de l'opalescence des fluides homogènes et des mélanges fluides au voisinage du point critique. 214
Einstein (A.) et Hopf (L.) :
Sur un théorème du calcul des probabilités et son application à la théorie du rayonnement . . 521
Einstein (A.) et Hopf (L.) :
Étude statistique du mouvement d'un résonateur dans un champ de rayonnement . . . 521
Ehrenhaft (F.) :
Sur la question de la constitution atomique de l'électricité 162
Ehrenhaft (F.) :
A propos de la question de la quantité élémentaire d'électricité. Réponse à E. Regener, A. Millikan et H. Fletcher 517
Ehrenfest (P.) :
Est-ce que l'angle d'aberration mesure la vitesse des ondes dans le cas d'une dispersion de l'éther ? 525
Elias (G.-J.) :
Dispersion rotatoire magnétique anomale et absorption sélective 455
Elster (J.) et Geitel (H.) :
Mesure de la diminution de l'éclat de la lune pendant l'éclipse du 16-17 novembre 1910. 126
Elster (J.) et Geitel (H.) :
Sur l'effet photo-électrique dans l'infra-rouge et quelques applications des cellules à potassium de haute sensibilité 459
Erikson (H. A.) :
Coefficients de recombinaison des ions dans l'oxyde de carbone et d'hydrogène 219
Evans (E. J.) :
Le spectre d'absorption du brome aux températures élevées 557
Eve (A. S.) :
Sur l'ionisation de l'atmosphère par les substances radioactives. 65
Eve (A. S.) et McIntosh (D.) :
Sur l'influence des acides et des sels sur la quantité d'émanation dégagée d'une solution de radium . . 514
Eve (A. S.) :
Sur le coefficient d'absorption des rayons γ du Ra C dans l'air 474

F

Fabry (C.) et Buisson (H.) :
Étude de quelques propriétés spectroscopiques et électriques de l'arc entre métaux . . 227
Fajan (K.) :
Sur la nature complexe du radium C 515
Fajan (K.) et Makower (W.) :
Recul du radium C dans le vide . 514
Fabry (C.) et Buisson (H.) :
Application de l'interféromètre à l'étude des métaux lenses 596
Fletcher (A.) :
Sur la radioactivité du granit de Leinster en Irlande. 79
Fletcher (H.) :
Contribution à la théorie du mouvement brownien et applications expérimentales. 251
Fletcher (H.) :
Vérification de la théorie du mouvement brownien et détermination de la valeur Ne pour l'ionisation des gaz. 279
Fletcher (A. L.) :
Radioactivité de quelques roches ignées provenant des régions antarctiques. 397
Florance (D.).
Sur les rayons γ primaires et secondaires . 75
Foch (A.).
Mesure du parcours des particules α de l'uranium par la méthode des scintillations . . 101
Foix (A.) :
Sur le rayonnement du manchon Auer et des corps amorphes en général 329
Forbrat (R.) :
Sur les spectres de bandes 442

[illegible]
Remarques sur la théorie de Ritz du phénomène de Zeeman 176
[illegible] 722
[illegible] 747
FRANCK (J.) et POHL (R.) :
[illegible] 746
FREDERICKSZ (V.)
[illegible] 734
[illegible] :
[illegible] 747
[illegible]
La production de la lumière par les rayons canaux . 545
[illegible] 221
[illegible] 732

G

GAGE (H. P.) :
[illegible] 742
[illegible]
[illegible] 172
[illegible] 156
[illegible] 175
[illegible] 90
[illegible] 208
GALLOTTI (M.) :
[illegible] mercure 538
[illegible]
Sur le rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux actifs [illegible]
[illegible] 480
[illegible] 152
[illegible]
GEORGE (A.) :
[illegible] 274
[illegible] 175
[illegible] 175
[illegible]
Sur la structure et les propriétés des rayons [illegible] 527
GESSNER (A. de)
Sur les spectres de dissociation et leurs propriétés générales 537
GEST (J. A.)
Sur la distribution de la vitesse des rayons β d'une substance radioactive . 73
GEST (E. W.) et KOSSER (W.)
La densité du Niton (Émanation du radium) et la chaleur de la désintégration 209
GRAY (J. A.) :
[illegible] 211
GREIFFENDORF (W.)
Note sur la mesure de l'action de radiation des aiguilles . 742
[illegible]
[illegible] 258
[illegible]
[illegible] 424
[illegible]
Sur quelques expériences idéales touchant le principe [illegible] 525
GRUSCHKE (G.) :
[illegible] 750

H

HAGENBACH (A.) et HERTENSTEIN (H.) :
Étude spectroscopique de l'auréole de l'arc électrique. 445
HAHN (O.) :
[illegible] 14
HANSCHKE (H.)
[illegible] 548
HARTECK (H.)
[illegible] 557
HASSELBALCH (K. H.)
Dispersion optique. Analyse de la manière dont elle dépend réellement de l'état physique 526
HASSELL (E.)
Action des champs électrique et magnétique sur la [illegible] 54
HASSELBALCH (K. A.)
[illegible] 559
HERSCHKINDL :
Essais de préparation du radium métallique. 299
HERSCHKINDL
Action de l'émanation de radium sur les sels de thorium . . . 517
HERSCHKINDL (N.)
[illegible] 167
HERSCHKINDL (N.)
[illegible] 228
HERSCHKINDL
[illegible] 31
HOLTON (F.)
Étude spectroscopique de la nature des porteurs des [illegible]
HOLTZER (H.)
[illegible]
HOLTZER (H. A.)
[illegible] 87
HOLTZER (H.)
Action de l'étincelle de haute fréquence entre une pointe et un plan. 225
HOLTZER (H. A.)
[illegible]

HUGHES (A. L.) :
Sur la lumière ultraviolette émise par un arc à mercure. 528
HUGHES (A. L.)
Sur les vitesses des électrons produits par la lumière ultraviolette. 529
HUND (E. P.)
Nouvelle détermination du rayonnement sélectif du tantale 740

I

IVES (H. E.) et LUCKIESH (M.)
Effet des rayons rouges et infra-rouges sur la décroissance de la phosphorescence dans le sulfure de zinc 217
IVES (H. E.) :
Nouvelles études sur les insectes lumineux. 218
IVES (H.-E.) et LUCKIESH (M.)
Sur une forme d'écrans absorbants à teinte neutre pour usages photométriques 444
ISHIWARA (J.)
Conductibilité électrique déduite de la théorie électronique dans le cas d'une force électromotrice oscillante 428
ISHIWARA (J.) :
Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux 430
ISHIWARA (J.)
Sur la théorie du mouvement des électrons dans les métaux 430

J

JEANS (J. H.) :
Sur les systèmes mécaniques autres que celui de Newton, et sur la théorie du rayonnement de Planck. 88
JEANS :
Sur l'analyse du rayonnement d'un électron . . . 161
JOFFÉ (A.) :
A propos du travail de T. Ehrenfest. — Sur la constitution atomistique de l'électricité 518
JOFFÉ (A.) :
Sur la théorie de l'énergie radiante 522
JOFFÉ (A.) :
Sur le champ magnétique des rayons cathodiques . . 591
JOHN (C. E. ST.) :
Mouvements et état de la vapeur de calcium sur les taches solaires et en d'autres régions particulières. I. 477
JONES (I. A.)
L'influence des gaz dégagés par la cathode sur la chute cathodique. 224
JOLY (J.)
Méthode pour déterminer la quantité de radium dans les roches et minéraux 479
JORISSEN (W. P.) et WOUDSTRA (H. W.) :
Action des rayons du radium sur les colloïdes . 120
JULIUS (W. H.).
Sur les conséquences régulières d'une réfraction irrégulière dans le Soleil 232
JULIUS (W. H.)
Sur l'absorption sélective et la diffusion anormale de la lumière dans une couche gazeuse épaisse. . . 551
JULIUS (H. W.) et VAN DER PLANKS (B. J.)
Observations relatives à la dispersion anormale de la lumière dans les gaz 552
JULIUS (W.-H.)
Les lignes H et K dans le spectre des différentes parties du disque solaire. 476
JUTTNER (F.) :
La loi des répartitions des vitesses de MAXWELL dans la théorie de la relativité . . 525
JUTTNER (F.) :
La dynamique d'un gaz en mouvement dans la théorie de la relativité. 432

K

KALMUS (T.)
Absorption par fluorescence et loi de Lambert pour la fluorescéine 445
KAMIEN (K.)
Notice sur la conductibilité électrique de l'atmosphère sur la Schneekoppe 126
KAMERLINGH ONNES (H.) et PERRIER (A.)
Recherches sur le magnétisme. Le para et le diamagnétisme aux basses températures. 455
KAUFMANN (W.) et MEIER (W.)
Propriétés magnétiques des couches de fer électrolytique 452
KAYSER (H.)
Sur le spectroscope de l'oxygène . . . 556
KAMERLINGH ONNES (H.) et MATHIAS (E.) :
Sur le diamètre rectiligne de l'oxygène 251
KING (A. S.) :
L'effet de la pression sur les spectres donnés par le four électrique. 445
KEEHAN (L. W. Mc) :
Vitesse finale de chute des petites sphères dans l'air sous pression réduite 251
KLEEMAN (D.) :
Sur la forme de la molécule. 50
KLEEMAN (R. D.)
Sur la forme de l'atome. 122
KLEEMAN (R. D.) :
La constante d'attraction moléculaire et les propriétés chimiques des substances 124
KLEEMAN (R. D.)
Recherches pour déterminer la loi d'attraction chimique entre les atomes à partir de données physiques. . 124
KLEEMANN (R. D.) :
Relation entre la densité, la température et la pression des substances. 229
KLEEMAN (R. D.) :
La chaleur de mélange des substances et la distribution des molécules dans un mélange. 250
KNOCHE (W.) :
Quelques déterminations de la conductibilité de l'air dans la Haute Cordillère de Bolivie 256
KOCH (P. P.) :
Sur la mesure de la distribution de l'intensité dans les raies spectrales 557
KOCH (P.) :
Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport d'intensité des différents ordres d'interférence . 455
KOENIGSBERGER (J.) :
Sur la détermination du nombre des particules vibrantes dans les vapeurs, les solutions et les gaz luminescents. 166
KŒNIGSBERGER (J.) :
Dispositif de photographie directe des rayons canaux dans un gaz pur exempt d'hydrogène. 51
KŒNIGSBERGER (J.) et WEISS (J.) :
Sur les effets thermoélectriques (force électromotrice, effet Thomson et la conductibilité calorifique de quelques éléments et combinaisons. Sur les vérifications expérimentales de la théorie des électrons. 428
KŒNIGSBERGER (J.) et KUTSCHINSKI (J.) :
Comparaison des rayons canaux dans l'hélium avec les rayons α et les atomes d'hélium : affinité des atomes pour les électrons 429
KOLOWRAT (L.)
Sur une tentative faite pour déceler la conductibilité électrique du radium D. 401
KOHLSCHUTTER (V.) :
Actions chimiques des rayons canaux 546
KOVARIK (A.)
Remarque sur la valeur de la constante de temps de l'actinium C. 119
KRAWETZ (E.) :
Sur la possibilité d'une différence entre les spectres d'émission et d'absorption 442

Kolzer F.
[illegible] 715

Kunz J.) :
[illegible] 160

[illegible]
[illegible] 160

L

[illegible] 734

[illegible] F. W.
Nature des rayons . . . 365

[illegible]
[illegible] 755

Langevin P.) :
La théorie électromagnétique et le bleu du ciel. . . 17

[illegible] 722

Larsen S. B. M. :
[illegible] 527

Lathey R. T.) :
[illegible] 168

[illegible] 167

[illegible]
[illegible] 165

[illegible]
De l'action de la lumière ultra-violette de tres courte longueur d'onde sur le gaz et sur une source tres puissante de ces rayons 115

[illegible]
[illegible] 758

[illegible]
Le thorium et ses produits de desagregation 700

Lamb (E.) :
Ueber die Variationen des Erdmagnetismus. Sur les [illegible] 176

Lamb E.) :
[illegible] 288

[illegible]
Sur quelques effets chimiques des rayons du radium. 289

[illegible] 575

Lodge J. J.
[illegible] 29

[illegible] 171

Lorentz (H. A.) :
[illegible] 100

[illegible] 147

[illegible] 731

[illegible] 435

[illegible] 136

Lusin S. G.
[illegible] 718

Laman Th.
Sur les spectres [illegible] 756

M

Makower W. et Russ (S. :
[illegible] 78

Malassez L.
Sur l'émission des rayons cathodiques. . . . 67

Malgrange L.
[illegible] 720

Marage N.
[illegible] 456

Marckwald W.
[illegible] 75

Marckwald (W. et Russell (A. S.) :
Sur la quantité de radium contenue dans quelques minerais d'uranium. 426

Marcel S. et Nicolas W. H.
Sur la formation de stries de poussière par l'étincelle [illegible] 447

Marcus H. L.
[illegible] résistance. Application à la theorie électronique des [illegible] 8

Mean L.
Deuxieme détermination de la vitesse des rayons Röntgen. 27

Mercier M.
[illegible] 29

Mercier [illegible]
[illegible] 750

Merczing H.) :
Etudes sur le spectre électrique dans le domaine [illegible] 21

Merczing H.
Etudes sur le spectre électrique dans le domaine des [illegible] 80

Merczing H.)
[illegible] 447

Meserves A. B.) :
[illegible] 225

Meyer
Attraction moléculaire. 124

Millikan A.) et Fletcher (H. :
[illegible] 161

Millikan R. A.) et Fletcher H. :
[illegible] 210

Millikan (R. A. et Fletcher H.
[illegible] 705

Mitchell H. :
[illegible] 119

Moore R. E.
Sur la separation magnetique des raies spectrales du [illegible] 50

Moss L. F.
[illegible] 192

Moyer A. A. et Lamb H.
[illegible] 192

N

Nichols H.
[illegible] 70

NAGAOKA :
Sur un nouveau type de nonuplet 21
NAGAOKA et TAKAMINE
Différences dans les variations de fréquence observées dans l'effet Zeeman longitudinal et transversal . 21
NERNST W.
Traité de Chimie générale . . 598
NICHOLS E. L. et MERRITT E. :
Études sur la luminescence . . . 215
NICHOLS E. L. et MERRITT E.
Recherches sur la luminescence . 215
NICHOLSON J. W.
Sur l'amortissement des vibrations d'une sphère diélectrique, et sur le rayonnement émis par un électron vibrant 515
NUTTING P. G. et TUGMAN O.
Variations d'intensité de quelques lignes des spectres de l'hydrogène, de l'argon et de l'hélium en fonction de la pression et du courant. 558
NUTTING P. G.
La visibilité de la radiation. Nouveaux calculs sur les données de König 444

O

O'CONNOR E.
Sur le spectre de l'arc de Poulsen 557
OSTWALD (WILHEM) :
Ueber katalyse. 448
OSTWALD W. .
Les principes fondamentaux de la chimie 95
OWEN (E. A.) :
Sur la variation de résistance de fils de nickel et de fer placés longitudinalement dans un champ magnétique intense. 85
OWEN G. et PEARING H
Sur les centres de condensation produits par l'action de la lumière sur la vapeur d'iode 220
OWEN (E. A.) .
Sur la diffusion du rayonnement Rontgen 549
OXLEY (A. E.) :
Sur les susceptibilités magnétiques de certains composés 455

P

PAGINI D. :
La radiation pénétrante sur la mer 307
PALMER C. .
Ionisation produite dans les gaz par des rayons de très petite longueur d'onde 170
PARMENTIER J.
Vérification de la loi de Stefan à l'aide d'un four Meker 550
PASCHEN (F.) :
Contribution à l'étude des spectres de raies infra rouges III. Mesure exacte de longueur d'onde jusqu'à 27 000 U. A. 92
PAULI W. E. .
Sur la phosphorescence invisible . . . 22
PAULI W. E.
Phosphorescence ultra violette et infra rouge. . 217
PELLETAN A. .
Optique appliquée, calcul des lentilles employées dans les appareils de précision 52
PERRAN E. P.
Action directe du radium sur l'ammoniaque . . . 214
PHILIP C. A.
Recherches sur la thermoluminescence. 217
PICTET A.
Sur l'absorption de l'hélium dans les sels et dans les minéraux. 15
PICTET A.
Sur la présence de l'hélium dans les autunites et sur la période de la vie de l'ionium 209
PIRRET (R.) et SODDY (F.) :
Rapport entre l'uranium et le radium dans les minéraux 590
PLANCK M.
Acht Vorlesungen über theoretische Physik . . . 599
POGANY (B.) :
Quelques observations sur l'état de polarisation de la lumière diffractée par des réseaux métalliques. . 555
POHL et PRINGSHEIM
La sensibilité photoélectrique des métaux alcalins considérée comme fonction de la longueur d'onde. . 121
POHL (R.) et PRINGSHEIM (P.) :
Effet photoélectrique normal et sélectif. . . 171
POKROWSKY (S.) :
Sur la loi du déplacement spectrophotométrique . . 541
POOLE (H.) :
Sur le dégagement de chaleur par la pechblende. . 75
POYNTING J. H. :
The Pressure of Light. 257
PRZIBRAM K. :
Détermination de la charge de particules de brouillard. 168
PRZIBRAM G. :
Sur la mesure des charges portées par des particules de brouillard. 218

R

RAMSAUER (C.) et HAUSSER (W.) :
Sur l'effet actinoélectrique dans les phosphores alcalinoterreux à la suite d'expériences de Robert (Eder) 518
RAMSAY W. :
Les mesures de quantités infinitésimales de matières. 424
RAMSTEDT EVA :
Sur la solubilité de l'émanation du radium dans les liquides organiques. 255
RANDALL H. M. :
Contribution à l'étude des spectres de raies infra rouges 92
RANDALL (H. M.) :
Quelques spectres infra-rouges 440
RANKINE (A.) :
Relation entre la viscosité et le poids atomique des gaz inertes ; application au cas de l'émanation du radium 125
RAYLEIGH :
Sur la sensibilité de l'œil aux variations de longueur d'onde dans la région jaune du spectre. 541
REBOUL (G.) :
Conductibilité électrique et réactions chimiques. 576
REBOUL G.) et GREGOIRE DE BOLLEMONT L. .
Sur l'émission des charges positives par les métaux chauffés. 406
REGENER ERICH :
Sur la constante de temps du polonium . . . 458
REGENER ERICH :
Influence de la forme du condensateur sur l'allure de la courbe de saturation obtenue avec les rayons α 461
REICHENHEIM O. .
Sur les spectres des rayons anodiques. 81
REINKOBER O.
Absorption et réflexion des rayons infra rouges par le quartz, la tourmaline et le diamant. 554
RICHARDSON (O. W. et COOKE H. L.
La chaleur développée par l'absorption des électrons dans le platine. 85
RICHARDSON (O. W.) :
Gravitation et théorie des électrons. 164
RICHARDSON O. W., et HUTCHER L. B.
La charge spécifique des ions émis par les corps chauds. 168

[illegible]
[illegible] . . . 169
[illegible]
[illegible] . . 169
[illegible]
[illegible] . . . 517
Ries (C.) :
[illegible] 540
Riecke (A.) :
[illegible] . . . 51
[illegible]
Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique. . . . 155
[illegible]
Nouvelles recherches sur le potentiel de décharge dans le champ magnétique. 196
Riecke (A.) :
Deux expériences nouvelles sur les rayons magnétiques 575
[illegible]
De l'influence du champ magnétique sur l'intensité du courant dans l'air raréfié. . . . 415
[illegible]
L'équilibre radioactif dans la colonnade du Vésuve . 80
[illegible]
[illegible] . . . 558
[illegible]
[illegible] . . . 442
[illegible]
[illegible] . . . 225
[illegible]
[illegible] . . . 126
[illegible]
[illegible] . . . 529
[illegible]
Isolement de rayons calorifiques de grande longueur d'onde à l'aide de lentilles de quartz 55
[illegible]
Sur des rayons de longueurs d'onde extrêmement grandes émis par la lampe à mercure en quartz 159
[illegible]
du Zambeze . . . 596
[illegible] 56
Rutherford (E.) et Geiger (H.) :
[illegible] des particules α. Avec une note de H. Bateman. . . . 160
[illegible]
[illegible] 561
[illegible]
[illegible] 425
[illegible]
[illegible] 475

S

[illegible] 421
Sackl (O.)
Les bases cinétiques du principe de Nernst . . . 206
Sadler (Ch. A.) et Steven (A. J.)
Mollissement apparent des rayons Röntgen par leur passage à travers la matière 445
Sagnac (G.)
Limite supérieure d'un effet tourbillonnaire optique dû à un entraînement de l'éther lumineux au voisinage de la Terre 1
Sagnac (G.)
Strioscope et striographe interférentiels. Forme interférentielle de la méthode optique des stries. 241
Salet (P.)
Sur quelques applications de l'étude de la polarisation en astronomie. 156
Salles (L.)
La diffusion des ions gazeux. 59
Satterly (J.)
Sur la teneur en radium des eaux du Cam, de l'eau de source de Cambridge, et de certaines variétés de charbon 127
Satterly (J.)
La teneur en radium des sels de potassium. . . 159
Satterly (J.) :
Quelques expériences sur l'absorption de l'émanation du radium par le charbon de noix de coco. . . 159
Schott (G.)
Mesures photographo-photométriques d'absorption sur l'iodure d'argent dans le spectre ultra-violet. . . 459
Schmidt (G. C.)
Conductibilité électrique des vapeurs salines. . . . 29
Schumann (J.)
Recherche sur l'état électrique de l'air dans des grottes et des caves 256
Schuster (A.)
Sur la périodicité des taches solaires . . . 252
Schuster (A.)
Sur l'origine des orages magnétiques. 255
Schuster (A.) :
Influence des planètes sur la formation des taches solaires 475
Schweidler (E. v.)
Sur la solution expérimentale de la question de la [illegible] des [illegible] ? . . 165
Sellerier (J.)
Mesure [illegible] 164
Snow (E. C.)
Remarque sur un article de E. Rutherford et H. Geiger, intitulé « La probabilité de variations dans la désintégration des particules α » . . . 472
Sommerfeld (A.)
Appendice du calcul vectoriel aux fondements de l'optique géométrique . . . 456
Southall (J. P. C.) :
Les principes et méthodes de l'optique géométrique en vue de leur application spéciale à la théorie des instruments d'optique . . . 208
Stefanini (L.)
Détermination du rapport du poids à la masse pour les corps radioactifs . . . 77
Stanger (E.)
[illegible] dans l'ultra-violet. . . 445
Stark (J.)
[illegible] 51
Stark (J.) et Steinke (W.)
Nombre des centres d'émission lumineuse et rapport [illegible] 526
Stark (J.)
[illegible] 544
Stark (J.)
[illegible] 454

[illegible] W.
[illegible] 22
[illegible] (O. M.)
[illegible] 32
Strutt (R.-J.) :
[illegible] 78
[illegible] (R. J.)
[illegible] 7
Strutt (R. J.)
[illegible] 79
Strutt (R. J.)
[illegible] 129
Stuhlmann (O.) :
[illegible] 28
Sutherland (W.) :
[illegible] 70
Sutherland (W.)
[illegible] 224
Swann (W. F. G.)
[illegible] 724
Swann (W. F. G.) :
[illegible] 591
Swann (W. F. G.) :
[illegible] 170

T

Taylor (T. S.) :
Sur l'émission de l'électricité par les particules α du polonium et sur les quantités d'énergie relatives nécessaires pour produire une ionisation . 219
[illegible] (J. J.)
Sur le Record de l'ayonnement . 87
Thomson (J. J.)
Rayons d'électricité positive . . 175
Thomson (J. J.) :
Rayons d'électricité positive . . . 175
Thomson (A.)
Sur un changement dans l'intensité du rayonnement pénétrant à la surface de la terre observé pendant le passage de la comète de Halley . 238
[illegible] (J.)
Les sources chaudes de l'Islande 397
[illegible] (A. M.)
Sur [illegible] . 397
Titow (W. S.) :
[illegible] 704
[illegible] (R. C.)
[illegible] Mayer, Lorentz et suite du principe de relativité 722
[illegible] (G. W.)
Sur la mobilité de l'ion positif dans les gaz aux basses pressions 115
[illegible] (G. W.)
Sur la mobilité des ions positifs produits par le phosphate d'aluminium chauffé dans les gaz aux basses pressions 465
[illegible]
[illegible] . [illegible]
Townsend (J. S.) :
[illegible] 218
[illegible] (J. S.)
Sur les charges [illegible] 704
Trowbridge (J.) :
[illegible] 165
Trowbridge (C. C.) :
[illegible] 216
Tschugaeff (L.) et Ogorodnikoff (A.) :
[illegible] 731
[illegible] (A.)
Etude et enregistrement des orages. Leur prévision. 419
Turpain (A.) :
Microampèremètre enregistreur. 588
[illegible] (A. L. H.)
[illegible] 250
[illegible] (A. M.)
[illegible] 25
Lindsay (A. M.)
Sur la décharge d'une pointe électrisée 594

U

[illegible]
[illegible] 176

V

Vegard (L.)
Sur [illegible] pour produire des rayons cathodiques rapides 25
Vegard (A.)
Contribution [illegible] 532
Vegard (P.)
Sur un électromètre enregistreur à filament de carbone . . . 469
Voigt (W.) :
A propos de la méthode de Bravais pour la détermination des constantes optiques des métaux 95
Voigt (W.) :
Sur la [illegible] dans la réflexion totale [illegible] 525
Voigt (W.)
Sur [illegible] 755

W

Waggoner (C. W.) :
[illegible] 215
Walter (B.)
Sur le rapport de l'argon [illegible] sources thermales 277
Wartenberg (H. V.) :
[illegible] 777
Watson (H. E.)
[illegible] 750
Weigner (A.)
Recherches sur la nature des couches supérieures de l'atmosphère 277
Weiss (M.)
[illegible] 480
Weiss (P.) et [illegible]
[illegible] 125
Weiss (P.) :
Spectres de bandes d'après quelques notes manuscrites de Ritz et une conversation . 177
Weiss (P.)
Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton . 501
Weiss (P.) et [illegible] (A.)
Une limite supérieure de l'action du champ magnétique sur la radioactivité. 425
Wilson (W.)
[illegible] 92

[illegible] W.
[illegible] 152
Westphal W. :
[illegible] 152
[illegible]
Sur la production d'un rayonnement Rontgen caractéristique . . . 286
[illegible] 152
[illegible]
[illegible] 80
[illegible]
[illegible] 447
[illegible]
[illegible] 447
[illegible] W.
[illegible] 74
[illegible] W.
[illegible] 214
[illegible] A.
[illegible] 591
Wilson (H. A.) :
[illegible] 592
[illegible]
[illegible] 595
[illegible]
[illegible] 172
Wood (R. W.) :
[illegible] 92
Wood (R. W.)
[illegible] 162
Wood (R. W.) :
[illegible] 727
Wood R. W. :
[illegible] 755
[illegible] W.
[illegible] 742
Wood R. W. [illegible] R. W.
Sur la fluorescence sous l'action des rayons cathodiques de la vapeur de sodium . . . 747
[illegible]
[illegible] 80
[illegible]
[illegible] 749
[illegible]
[illegible] 52
Wright J. R. :
Relation entre l'effet photoélectrique dans l'aluminium et la longueur d'onde de la lumière incidente . . . 172
Wulf T. :
[illegible] 745

Z

Zakrzewski C.
Sur la dispersion de certains métaux dans le spectre visible. 91
Zeeman P. et Winawer B.
La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires. . 18
Zeeman P. et Winawer B.
La séparation magnétique des lignes d'absorption et le spectre des taches solaires . 19
Zeeman P. et Winawer B.
La séparation magnétique des raies d'absorption et le spectre des taches solaires . 86
Zeeman P. et Winawer B.
Décomposition magnétique des raies d'absorption dans son rapport avec le spectre des taches solaires . 106
Zeeman P.
Considérations relatives à l'action simultanée des champs électrique et magnétique [illegible] 175
Zeller (C. A.) :
Étude de la phosphorescence de courte durée de certaines [illegible] 21

FIN DU TOME VII.

PARIS. IMPRIMERIE GÉNÉRALE LAHURE.
9, RUE DE FLEURUS, 9

1241